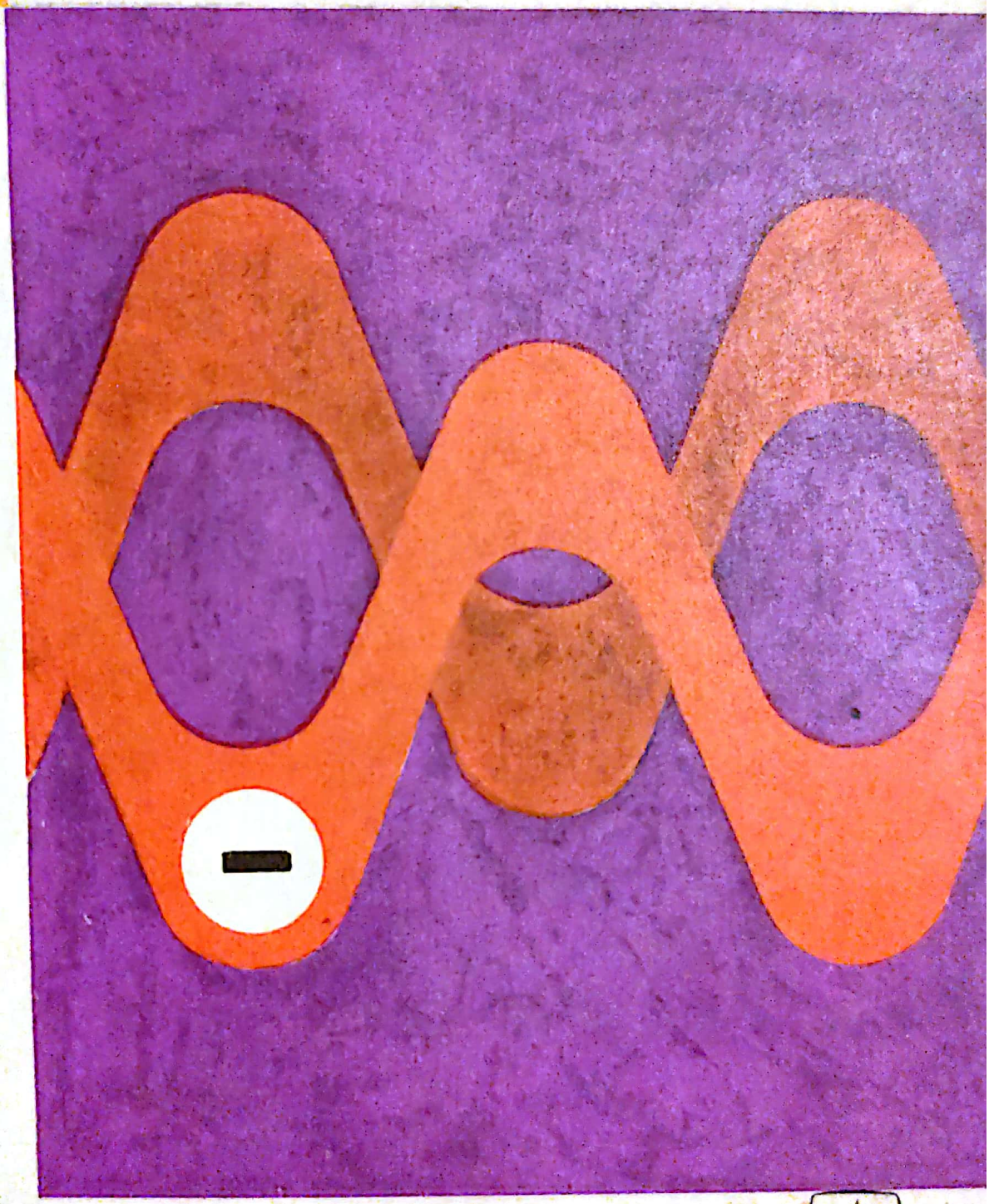
L
LYCEUM

COLECȚIA LYCEUM

EMANUEL VASILIU

Electronul – CORPUSCUL SAU UNDĂ?



EDITURA ALBATROS

Scanned with OKEN Scanner

EMANUEL VASILIU

Electronul – corpuscul sau undă?

EDITURA ALBATROS
1977

Scanned with OKEN Scanner

Lector : FOLESCU GHEORGHE
Tehnoredactor : CORNEL CRISTESCU

Bun de tipar 7.VI.1977. Apărut 1977. Comanda nr. 1141. Tiraj 43 000. Coli de tipar 10,5.

Comanda nr. 70 170
Combinatul Poligrafic „Casa Scînteii"
București — Piața Scînteii nr. 1
Republica Socialistă România

Scanned with OKEN Scanner

Electronul este una din „cărămizile" fundamentale din care este constituit universul în care trăim. El reprezintă „ingredientul" care conferă atomilor și moleculelor proprietățile lor chimice și fizice. Față de nucleul cel mai ușor, cel al hidrogenului, electronul este de aproximativ două mii de ori mai puțin greu. Deși este atît de „firav", electronul a participat întotdeauna, jucînd un rol important în toate marile evenimente cu care a fost confruntată fizica modernă. Aventura fizicii moderne este de neconceput fără participarea electronului.

Cum este și firesc, cartea de față consacrată electronului începe cu descrierea evenimentelor care au condus la descoperirea lui. În continuare, fizicienii au început să-l studieze din ce în ce mai atent. Pe măsură ce investigațiile teoretice și experimentale pătrundeau mai adînc în esența fenomenelor, apărea din ce în ce mai clar că electronul nu poate fi conceput, de exemplu, ca o simplă bilă care ar avea infima masă de 0,000000000000000000000000009 g. O serie de experiențe, care au devenit celebre, demonstrau, fără nici o posibilitate de îndoială, că electronii posedă proprietăți ondulatorii. Oare, nu numai luminii, dar și electronilor le era caracteristică dualitatea undă — corpuscul? Răspunsul la întrebarea: *ce este electronul — corpuscul sau undă?* trebuia deci formulat simultan cu cel al întrebării duale: *ce este lumina — undă sau corpuscul?* Acesta ar fi, pe scurt, conținutul capitolelor care urmează.

În spiritul celorlalte două lucrări precedente: *Lumina-undă electromagnetică?*[1] și *Lumina-undă sau corpuscul?*[2] autorul a adoptat același mod de prezentare — cel istoric. Ceea ce ne interesează în studiul istoriei omenirii nu sînt nici numele diverșilor monarhi, nici anii între care au domnit, cu toate că nu ne putem dispensa de aceste date. Sîntem interesați însă să urmărim nașterea, dezvoltarea și transformarea civilizațiilor, evoluția și esența ideilor care au determinat acțiunile oamenilor. În mod similar, istoria unui domeniu al fizicii nu reprezintă o simplă grupare de fapte, ci un tablou coerent al dezvoltării ideilor despre natură, fără de care știința nu ar fi decît un ansamblu arbitrar de concepte și de formule.

Autorul este de părere că pentru a înțelege frumusețea ideilor și conceptelor fizicii moderne, trebuie să mergem pînă la sursă și să le urmărim evoluția în timp, tot așa după cum studiul istoriei patriei este un element fundamental în formarea personalității omului contemporan, capabil să înțeleagă în mod profund realitățile actuale în spiritul permanenței ființei naționale. Este adevărat că nu în toate cazurile această cale este cea mai ușoară pentru a înțelege un nou domeniu al științei, dar întotdeauna este cea mai interesantă.

Ca și în celelalte două lucrări anterioare, în cartea de față și-au găsit locul natural, o serie de probleme care, de obicei, nu apar în manualele școlare, cursurile universitare, monografiile științifice etc. Într-adevăr, cu mici excepții, în aceste lucrări se construiește, în mod arhitectonic, o teorie care cuprinde o anumită categorie de fenomene pe fundamentul unor postulate și principii care sînt „descifrate" din noianul de date experimentale. Se creează, astfel, impresia că evoluția fizicii ar fi numai un șir de succese. Realitatea este însă alta,

---

[1] Vasiliu, E., *Lumina — undă electromagnetică?* Edit. Albatros, București, 1973.

[2] Vasiliu, E., *Lumina — undă sau corpuscul?* Edit. Albatros, București, 1976.

mai numeroase decît succesele fiind cercetările teoretice și experimentale, care din diferite motive, au fost îndreptate de-a lungul unor piste false sau au condus la concluzii eronate.

Autorul și-a propus să evoce viața științifică cu frămîntările, îndoielile, încercările, succesele și insuccesele ei, încercînd astfel să formeze tinerei noastre generații „gustul" pentru dificila, dar pasionanta muncă de cercetare științifică. În condițiile actuale ale revoluției tehnico-științifice, cercetarea științifică se efectuează nu numai în laboratoarele special dotate în acest scop din instituțiile de cercetări sau de învățămînt superior, ci și în laboratoarele și atelierele uzinale, atelierele de proiectare, adică oriunde se desfășoară diferite faze ale sferei producției de bunuri materiale, bunuri care încorporează, într-o măsură din ce în ce mai mare, inteligența creatoare a omului. Cartea ar putea fi deci utilă tuturor celor care doresc să-și îmbogățească bagajul cunoștințelor, aducînd o modestă contribuție la eforturile depuse la noi în țară pe linia educației tehnico-științifice.

AUTORUL

decembrie 1976

Scanned with OKEN Scanner

DESCOPERIREA ELECTRONULUI

Anul 1897. Laboratoarele Cavendish din Anglia. În cabinetul său de lucru, profesorul J.J. Thomson interpreta teoretic datele experimentale privitoare la devierea radiațiilor catodice în cîmpuri electrice și magnetice. Rezultatele acestor experiențe, corelate cu cele efectuate anterior de el însuși sau de alți fizicieni, arătau fără nici o posibilitate de îndoială că radiațiile catodice sînt formate din corpusculi încărcați cu sarcină electrică negativă, corpusculi care fuseseră denumiți *electroni*, cu opt ani mai înainte, de către Stoney. Așa și-a făcut intrarea definitiv pe scena dezvoltării fizicii prima particulă elementară — minusculul electron, care în deceniile ce vor urma va schimba radical concepțiile noastre despre structura materiei.

Fiecare descoperire își are istoria ei. Unele au o istorie mai simplă. Astfel, de exemplu, istoria fizicii consemnează că în ziua de 8 noiembrie 1895, Wilhelm Röntgen, în timp ce efectua experiențe cu radiații catodice la Universitatea din Würzburg, a observat că..., descoperind astfel radiația X (pentru amănunte vezi *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 100). Alte descoperiri au o istorie mult mai complicată. Din această categorie face parte și descoperirea electronului, care a reprezentat un proces complex și îndelungat de interpretare teoretică a unor date experimentale. Din această cauză, nu se poate stabili data descoperirii electronului. Totuși, marea majoritate a fizicienilor consideră că întrucît în anul 1897 J.J. Thomson a efectuat experiențele decisive, în acel an electronul ar fi fost descoperit, deși ideea existenței lui „plutea în aer" încă cu cîteva decenii mai înainte.

Scanned with OKEN Scanner

Procesului de descoperire a electronului, pentru înțelegerea căruia trebuie să începem cu dezvoltarea ideilor despre atomi, încă din vremea antichității greco-romane, îi dedicăm conținutul acestui capitol.

DEZVOLTAREA IDEILOR ATOMISTE

Filozofii antichității greco-romane și-au pus de nenumărate ori întrebări ca acestea: ce este materia? care este structura ei? în ce constă asemănările și deosebirile dintre substanțele pe care le cunoșteau? care este explicația diferitelor transformări pe care le suferă substanțele?

După *Tales din Milet* (640—546 î.e.n.), materia nu reprezintă altceva decît diferite forme de manifestare a apei. Alți filozofi erau de părere că nu apa, ci aerul, respectiv focul ar fi substanța de bază din care ar fi constituite toate celelalte. *Anaxagora* (500—428 î.e.n.) și *Empedocle* (484—424 î.e.n.) erau de părere că toate transformările substanțelor se datoresc combinării sau separării unor particule indivizibile.

Prima teorie, în adevăratul sens al cuvîntului, a fost creată de *Democrit* (460—370 î.e.n.). După Democrit, materia nu poate fi divizată la infinit. Continuînd cu operația de divizare se ajunge pînă la urmă la niște particule care, la rîndul lor, nu mai pot fi subdivizate, denumite *atomi*.

Concepțiile lui Democrit au fost vehement criticate de *Aristotel* (389—322 î.e.n.). După Aristotel, materia este continuă și infinit divizibilă, ceea ce înseamnă că nu există atomi. Teoria lui Aristotel se baza pe patru elemente fundamentale: Pămîntul, Aerul, Focul și Apa, care, în proporții variabile, ar forma toate substanțele compuse.

Concepțiile lui Aristotel au cunoscut o largă audiență în următoarele două milenii. În secolul al XVII-lea, ideile atomiste, puternic afectate de răspîndirea pe care au avut-o

Scanned with OKEN Scanner

în Evul Mediu ideile lui Aristotel, sînt adoptate și dezvoltate de *Pierre Gasendi* (1592—1655) și *Robert Boyle* (1626—1691), iar în secolul următor de *Daniel Bernoulli* (1700—1782).

Concepțiile atomiste, prin lucrările chimiștilor *Antoine Lavoisier* (1743—1794), *Joseph Louis Proust* (1755—1826), *John Dalton* (1766—1844), *Jöns Jacob Berzelius* (1779—1848) și *Stanislao Cannizzaro* (1826—1910), sînt dezvoltate pe o bază atît de solidă încît ele nu mai puteau fi ignorate de către oamenii de știință, în particular de fizicieni. Prima teorie fizică, care a utilizat noțiunile de atom și molecule fundamentale de chimie a fost teoria cinetică a gazelor, creată prin lucrările lui *James Prescott Joule* (1818—1889), *Rudolf Julius Emanuel Clausius* (1822—1888), *James Clerk Maxwell* (1831—1879) și *Ludwig Edward Boltzmann* (1844—1906). Teoria cinetică a gazelor confirmă ipoteza lui *Amadeo Avogadro* (1776—1856), conform căreia volume egale de gaze aflate în condiții identice de temperatură și presiune conțin același număr de molecule. Din această cauză numărul de molecule dintr-un mol (un mol fiind o cantitate de substanță care are masa în grame numeric egală cu masa moleculară) a căpătat denumirea de *numărul lui Avogadro*. Prima evaluare a numărului lui Avogadro a fost obținută după o jumătate de secol de *Joseph Loschmidt* (1821—1895), care a arătat că ordinul de mărime este de 10^{23} molecule/mol. În deceniile care au urmat, dovezile în favoarea existenței atomilor au devenit din ce în ce mai numeroase. Ultimele îndoieli sînt spulberate de *Jean Perrin* (1870—1942), care în anul 1909 a efectuat o experiență celebră cu care nu numai că a demonstrat existența atomilor, dar a reușit să efectueze prima determinare experimentală a numărului lui Avogadro N_0 ($N_0 = 7{,}05 \cdot 10^{23}$ molecule/mol). În scurt timp, au fost elaborate numeroase metode de determinare a numărului lui Avogadro, ceea ce a permis îmbunătățirea preciziei de măsură. Aceste metode, în care interveneau fenomene foarte diverse, demonstrau încă o dată — dacă mai era nevoie — că ipoteza existenței atomilor corespunde realității fizice.

Scanned with OKEN Scanner

ELECTROLIZA

Existența atomilor ridica noi probleme: cum se explică legăturile dintre atomii care formează o moleculă? *Au oare atomii o anumită structură?*

Inițial, oamenilor de știință li s-a părut că este imposibil de obținut răspunsuri la aceste întrebări. Treptat însă, spre surprinderea chiar și a celor mai entuziaști fizicieni și chimiști, s-a acumulat o cantitate enormă de informații despre atomi. Aceste informații au rezultat din interpretarea unor fenomene pe care le-am putea denumi obișnuite, întrucît nu se deosebeau de cele cu care fizica operează în mod curent, interpretări care în unele cazuri au solicitat din plin imaginația oamenilor de știință.

Din categoria fenomenelor care au permis obținerea unor noi informații despre atomi face parte *electroliza* și *descărcările electrice în gaze.*

Electroliza a fost descoperită în anul 1797 de naturalistul *Alexander von Humboldt* (1769—1859). Introducînd într-un vas cu apă două plăci metalice — una de argint și alta de zinc — între care a aplicat o tensiune electrică, Humboldt a realizat electroliza apei.

Experiențele lui Humboldt au fost continuate de *Johann Wilhelm Ritter* (1776—1810) care doi ani mai tîrziu, adică în 1799, a obținut cupru metalic prin electroliza unei soluții de sulfat de cupru.

Cercetările în domeniul electrolizei au fost facilitate într-o măsură considerabilă de construirea de *Alessandro Volta* (1745—1827) a pilelor electrice care-i poartă numele *(pile voltaice).*

Este interesant de menționat că primul element galvanic nu a fost pila lui Volta, ci dispozitivul utilizat de medicul *Luigi Galvani* (1737—1798) pentru studiul contracției picioarelor de broască. În anul 1792, Galvani efectua experiențe, evident cu caracter medical, asupra picioarelor de broască. Într-o zi, a constatat cu surprindere că picioarele de broască, atîrnate de cîrlige metalice, se contractau atunci

Scanned with OKEN Scanner

cînd în vecinătate aveau loc descărcări electrice sau înaintea unei furtuni, deşi ele fuseseră despărţite de restul corpului. În urma unor cercetări foarte minuţioase, Galvani a reuşit să obţină contracţia picioarelor de broască prin simpla atingere cu un cîrlig confecţionat din două metale diferite. Desigur, cititorul a identificat imediat elementul galvanic în care cele două părţi ale cîrligului joacă rolul electrozilor, iar piciorul de broască — electrolitul şi, în acelaşi timp, indicatorul de curent.

Cercetările ulterioare ale lui Galvani au fost îndreptate de-a lungul unei direcţii care nu i-a permis să-şi fructifice observaţiile. După Galvani, fenomenele care au loc în acest caz se datoresc exclusiv electricităţii de origine animală, electricitate care era mai de mult cunoscută, la unii peşti, ceea ce corespunde realităţii numai parţial.

De acest lucru şi-a dat seama Volta, care deşi iniţial împărtăşea ideile lui Galvani, a constatat că se poate obţine o tensiune electrică între două plăci metalice, indiferent de natura ţesutului biologic care se află între ele. Rolul esenţial îl joacă lichidul conţinut în ţesut. Şi într-adevăr, renunţînd la serviciile „materialelor" biologice, Volta construieşte prima pilă electrică veritabilă, prototipul elementelor galvanice, alcătuită dintr-o placă de zinc şi alta de cupru, separate între ele printr-o bucată de pînză îmbibată cu apă sărată sau cu un acid diluat.

Volta arată astfel că pentru *realizarea unei pile electrice este necesar să se realizeze un circuit format din două conductoare de speţa I, separate printr-un conductor de speţa a II-a.* Noţiunile de *conductoare de speţa I*, respectiv *de speţa a II-a* au fost introduse de Volta pentru a desemna conductoarele care atunci cînd sînt străbătute de curent electric, nu dau naştere la reacţii chimice, cum ar fi, de exemplu, metalele; respectiv dau naştere la reacţii chimice, cum ar fi soluţiile unor săruri, acizi, baze etc.

Pînă la construcţia pilelor electrice, pentru alimentarea instalaţiilor de electroliză se utilizau *butelii de Leyda*, care, în prealabil, fuseseră încărcate cu electricitate de la o maşină electrostatică. Este interesantă şi istoria descoperirii acestui

Scanned with OKEN Scanner

dispozitiv. Inițial s-a presupus că fenomenele electrice sînt generate de două fluide electrice, care ar corespunde celor două tipuri de electricitate pozitivă, respectiv negativă. Este adevărat că a fost emisă și ipoteza că ar exista un singur fluid electric, dar aceasta nu schimbă cu nimic esența fenomenelor.

În anul 1745, *Ewald Georg von Kleist* (1700—1748) s-a gîndit că dacă electricitatea reprezintă într-adevăr un fluid, atunci ea ar putea fi înmagazinată. În acest scop, Kleist a umplut un flacon farmaceutic cu mercur, iar prin dopul lui a introdus un cui care venea în contact cu masa de mercur. Conectînd cuiul la una din bornele unei mașini electrostatice, Kleist a constatat că în flacon se înmagazinează o cantitate relativ mare de electricitate, care îi producea un șoc puternic atunci cînd atingea cu degetul cuiul. Pe baza acestei observații, precum și a celor proprii, *Pieter von Musschenbrock* (1692—1761) a construit dispozitivul cunoscut sub numele de butelia de Leyda (după numele orașului în care Musschenbrock și-a efectuat experiențele).

Printre primii care au făcut apel la serviciile pilelor electrice a fost și Ritter. Alimentînd un dispozitiv de electroliză, mai întîi de la o buteliè de Leyda, în prealabil încărcată cu electricitate produsă prin frecare și apoi cu o pilă voltaică, Ritter a constatat că fenomenele sînt aceleași, ceea ce i-a permis să ajungă la concluzia că *electricitatea statică* (produsă prin frecare) *și cea galvanică* (produsă cu ajutorul elementelor galvanice) *sînt identice.*

Experiențe foarte interesante privitoare la electroliză au efectuat, în anul 1800, *Nicholson* și *Carlisle*. Inițial, cei doi fizicieni au construit o pilă voltaică formată din 17 plăci de argint și 17 plăci de zinc, separate prin discuri de mucava îmbibate cu apă sărată. Cu ajutorul acestei pile, Nicholson și Carlisle au studiat proprietățile conductoare ale diferitelor materiale și au constatat că dacă firele metalice de la cele două borne sînt introduse într-o picătură de apă, se degajă mici bule de gaz. Observația i-a intrigat și s-au hotărît să construiască un dispozitiv special, cu care să studieze fenomenul.

Scanned with OKEN Scanner

Dispozitivul, a cărui schemă este prezentată în fig. 1, este foarte simplu, fiind format dintr-un tub de sticlă, umplut cu apă, care era închis la extremități cu două dopuri de plută. Dopurile erau străbătute de două fire de alamă, conectate la cele două borne ale pilei. Cînd se conecta dispozitivul la pilă, se observa formarea unor bule de gaz în dreptul firului legat la borna de argint. De asemenea, se observa că luciul metalic al celui de-al doilea fir dispărea treptat. Înlocuind firul de alamă cu un fir de platină, Nicholson și Carlisle au constatat că fenomenul formării bulelor de gaz se repetă. În sfîrșit, Nicholson și Carlisle au identificat gazele care se degajau la cele două extremități ca fiind oxigenul și hidrogenul.

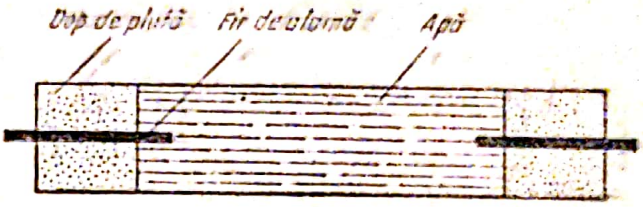


Fig. 1. Schema dispozitivului cu ajutorul căruia Nicholson și Carlisle au studiat electroliza apei

Este interesant de menționat că experiențele lui Nicholson și Carlisle au fost explicate de fizicienii și chimiștii acelor timpuri prin aceea că apa ar fi o substanță elementară, iar oxigenul și hidrogenul ar fi niște compuși rezultați din combinarea acestui element, adică a apei cu electricitatea pozitivă, respectiv negativă.

O experiență al cărei scop era verificarea nemijlocită a identității dintre electricitatea statică și cea galvanică a fost efectuată, în 1801, de *William Hyde Wollaston* (1766—1828). Ritter demonstrase această identitate utilizînd electricitatea statică dintr-o butelie de Leyda. Wollaston și-a propus să demonstreze aceeași identitate alimentînd celula de electroliză, succesiv, de la un element galvanic și apoi de la o mașină electrostatică. Dîndu-și seama că în ultimul caz efectul va fi foarte slab, Wollaston a construit o celulă de electroliză specială, în care gazul se degaja numai în dreptul unei regiuni foarte mici a electrozilor. Cu o asemenea celulă, Wollaston a demonstrat, într-o manieră de necontestat, că cele două tipuri de electricitate sînt iden-

tice, curentul electric reprezentînd un flux de sarcini electrice în mișcare.

Experiențe extrem de spectaculoase a efectuat, în anul 1807, *Humphry Davy* (1779—1829), care a studiat efectul pe care îl produce trecerea curentului electric de la un element galvanic foarte puternic pe acea vreme, prin sodă caustică, respectiv prin potasă caustică. Cele două substanțe erau utilizate pe larg în procesul de fabricare a sticlei, săpunurilor, prafului de pușcă, hîrtiei etc. Toate încercările de a le descompune fuseseră infructuoase. Din această cauză, soda caustică și potasa caustică erau considerate substanțe elementare. Dalton propusese chiar două simboluri pentru cele două „elemente".

Pentru a studia efectul pe care îl produce trecerea curentului electric, Davy a introdus un bloc de sodă caustică, respectiv potasă caustică, între doi electrozi pe care i-a conectat la bornele unei pile voltaice, constatînd că în dreptul unuia dintre ei se formează mici picături de metal lichid, care în contact cu aerul se aprind, exploziv, emițînd o lumină foarte puternică. Efectuînd experiența în vid, adică în absența aerului, Davy a reușit să descopere două metale necunoscute pe care le-a denumit *sodiu* și *potasiu*.

Ulterior, în 1808, Davy a descoperit, tot prin electroliză, alte trei metale — *magneziu*, *stronțiu* și *bariu*.

Sînt interesante și observațiile lui Gay-Lussac și ale lui Thenard care au arătat că *viteza de descompunere a apei nu depinde de forma sau de suprafața electrozilor, ci numai de intensitatea curentului electric*, anticipînd prin aceasta legile electrolizei.

LEGILE ELECTROLIZEI

Studiul electrolizei l-a atras în mod deosebit și pe *Michael Faraday* (1791—1867), care, cu intuiția sa cu totul neobișnuită, a simțit că acest proces, în care sînt implicate

două categorii de fenomene, electrice și chimice, aparent fără legătură între ele, prezintă o importanță deosebită, atît pentru studiul fizicii, cît și al chimiei. Nici de data aceasta intuiția nu l-a înșelat.

Este interesant de menționat că această intuiție, cu totul ieșită din comun, îl ajuta uneori să „ghicească" rezultatul unor experiențe. Apare astfel explicabil de ce precizia măsurătorilor lăsa în unele cazuri de dorit, Faraday fiind prea grăbit pentru a mai pierde timpul cu efectuarea unor determinări foarte precise, atît timp cît rezultatele experiențelor coincideau „în mare" cu ceea ce aștepta să obțină. Și, deși se sprijinea uneori pe măsurători imprecise, niciodată nu a ajuns la o concluzie greșită, ceea ce face ca meritele lui Faraday să apară și mai clar.

O asemenea situație s-a întîmplat și în cazul electrolizei; înainte de a se apuca să facă măsurătorile, Faraday deja știa ce rezultate trebuie să obțină. În decurs de numai cîteva luni, Faraday a efectuat măsurători care i-au permis să formuleze următoarele două legi:

Legea I: Masa unui element separat la un electrod prin electroliză este proporțională cu cantitatea de electricitate care a trecut prin celula de electroliză.

Dacă notăm cu m masa elementului separat la un electrod, iar cu Q cantitatea de electricitate care a trecut prin celulă, rezultă, în conformitate cu această lege, că

$$m = kQ \qquad (1)$$

în care k este un coeficient de proporționalitate.

Legea a II-a. Dacă masa atomică a unui element este A, iar valența sa este ν, atunci trecerea unei cantități de electricitate egală cu 96 500 *coulombi*, determină separarea a A/ν *grame din elementul respectiv.*

Din legea a II-a rezultă că pentru Q egal cu 96 540 C, m are valoarea A/ν grame, ceea ce înseamnă că

$$A/\nu = 96\,500\ k, \qquad (2)$$

Scanned with OKEN Scanner

de unde rezultă valoarea coeficientului de proporționalitate k,

$$k = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{\nu}. \qquad (3)$$

Înlocuind valoarea lui k în (1) rezultă relația

$$m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{\nu} \cdot Q, \qquad (4)$$

care sintetizează ambele legi.

Cantitatea de electricitate egală cu 96 500 C a căpătat denumirea de farad și se notează cu F.

Se obține astfel formularea generală a legilor electrolizei:

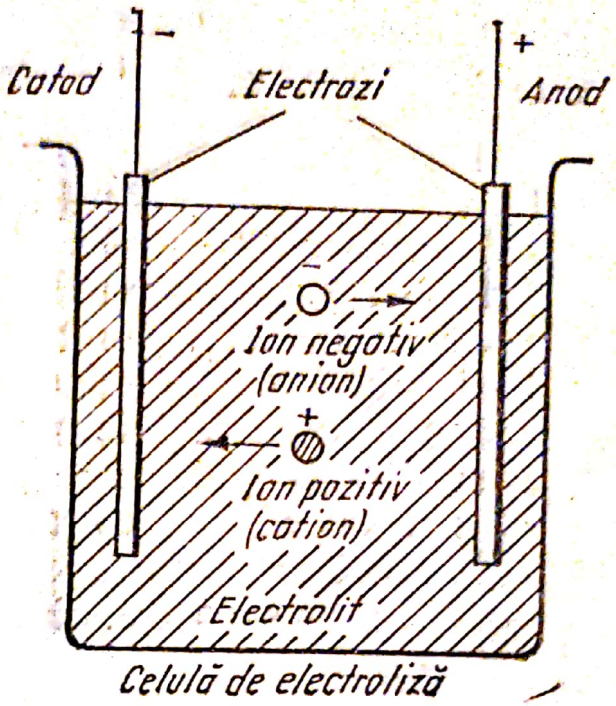
$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{\nu} \cdot Q. \qquad (5)$$

Din relația (5) rezultă că faradul reprezintă cantitatea de electricitate care, trecînd printr-o celulă de electroliză, determină separarea a A/ν grame dintr-un element. Cantitatea dintr-un element egală cu A/ν grame se numește echivalent chimic. *La trecerea unei cantități de electricitate egală cu un farad, printr-o celulă de electroliză, se separă deci un echivalent chimic.*

Care este explicația fenomenului de electroliză? În primul rînd, trebuie să menționăm că Faraday, împreună cu *William Whevell* (1794—1896) — autorul lucrării *Istoria științelor inductive* care în acea epocă cunoscuse un succes binemeritat, au propus termenii de *electrolit, ion, anion, cation, anod, catod* — termeni care se utilizează și astăzi.

După Faraday, în lichidele din dispozitivele de electroliză se află particule încărcate cu sarcini electrice, care au posibilitatea de a se deplasa prin masa acestuia (vezi fig. 2). Pentru aceste particule a fost propusă denumirea de ioni, de la cuvîntul grecesc ion ce se traduce prin „care merge". În funcție de semnul sarcinii electrice, ionii se clasifică în anioni, dacă au sarcină negativă și respectiv cationi, dacă au sarcină pozitivă. Dacă celula de electroliză este conectată

Fig. 2. Deplasarea ionilor într-o celulă de electroliză



la sursa de tensiune, anionii fiind încărcați cu sarcină negativă se îndreaptă spre electrodul pozitiv — anodul, iar cationii, care au sarcină pozitivă, către electrodul negativ — catodul, explicîndu-se, astfel, denumirile care le-au fost date.

Cu ajutorul unei celule, special construite, Faraday a arătat că reacțiile chimice, a căror prezență este indicată de schimbarea culorii turnesolului și a hîrtiei de curcumă, apar numai la electrozi (vezi fig. 3). Într-adevăr, dacă se alimentează celula, atunci se constată că numai hîrtia

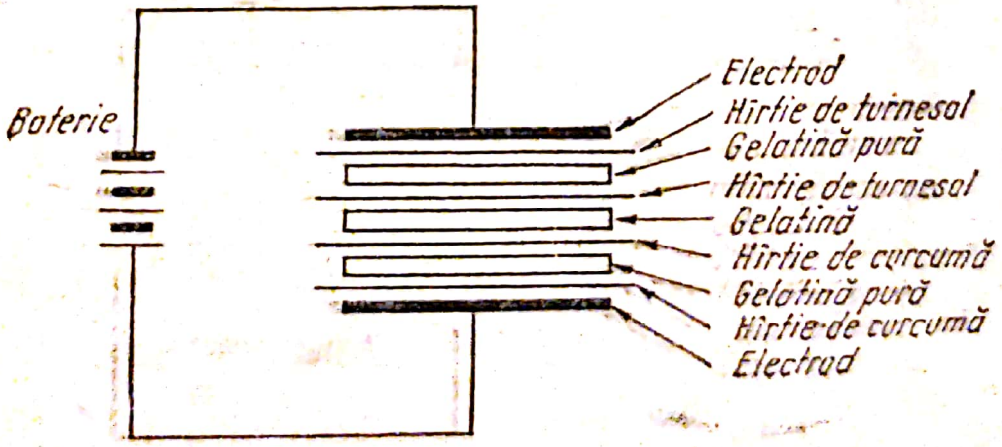


Fig. 3. Celulă cu ajutorul căreia Faraday a arătat că reacțiile chimice au loc numai la electrozi

de turnesol, respectiv de curcumă, din vecinătatea electrozilor își modifică culoarea, în timp ce culoarea celorlalte rămîne neschimbată.

Ideile lui Faraday au fost dezvoltate de *Johann Wilhelm Hittorf* (1824—1914), *Friederich Kohlrausch* (1840—1910), *Svante Arrhenius* (1859—1927) și *Walter Nernst* (1864—1941) care au pus bazele teoriei electroliților. Elaborarea teoriei a întîmpinat însă dificultăți generate de faptul că inițial nu se cunoștea deosebirea dintre un atom (neutru) și un ion. Din această cauză, era foarte greu de înțeles, de exemplu, de ce un ion de sodiu se putea deplasa liber printr-o soluție apoasă, în timp ce un atom de sodiu reacționează energic cu apa, producînd descompunerea ei, cu formare de sodă caustică (hidroxid de sodiu) și degajare de hidrogen.

ELECTRONUL — O SARCINĂ ELECTRICĂ

De la constatarea că pentru separarea prin electroliză a unui echivalent chimic este necesară o aceeași cantitate de electricitate, egală în particular cu 96 500 C, indiferent de natura elementului respectiv, Faraday mai avea doar un singur pas de făcut pentru a ajunge la concluzia că nu numai substanța, dar *și electricitatea are o structură granulară, atomică*.

Într-adevăr, să considerăm că prin electroliza unei substanțe, la unul din electrozi se separă un element monovalent. Întrucît valența este egală cu unitatea ($\nu = 1$), rezultă că trecerea prin celula de electroliză a unei cantități de electricitate egală cu 96 500 C produce separarea unui atom-gram din acel element. Un atom-gram din orice substanță elementară are același număr de atomi — numărul lui Avogadro N_0. Cantitatea de 96 500 C determină deci separarea a N_0 atomi. În electrolit, circulația curentului electric este

asigurată și de ionii elementului monovalent. Rezultă astfel că *ionii unui element monovalent au fiecare aceeași sarcină, egală cu raportul dintre 96 500* C și N_0.

Raționamente analoage conduc la concluzia că *ionii elementelor bivalente au o sarcină electrică dublă, cei trivalenți o sarcină triplă* etc.

Considerațiile pe care le-am prezentat nu au fost efectuate de Faraday. Dacă recitim astăzi unele pasaje din lucrările sale, constatăm că el a intuit această concluzie, dar poate pentru că era prea neobișnuită pe acea vreme, a preferat să nu o formuleze în mod explicit. În acest sens, este interesant următorul citat: *„dacă adoptăm teoria atomică, atunci atomilor care sînt echivalenți între ei în ceea ce privește comportarea lor chimică trebuie să li se asocieze cantități egale de electricitate naturală. Dar, trebuie să mărturisesc că eu nu folosesc termenul de atom, deoarece este foarte ușor să vorbești despre atomi, însă este foarte greu să-ți faci o imagine clară despre natura lor, în special cînd se consideră substanțele compuse"*.

În anul 1874, *George Johnstone Stoney* (1826—1911), bazîndu-se pe legile electrolizei, a propus o teorie atomică a electricității, conform căreia orice sarcină electrică este compusă dintr-un număr întreg de sarcini fundamentale. Stoney a arătat că valoarea acestei sarcini fundamentale este de ordinul a 10^{-20} C, valoare pe care a obținut-o împărțind sarcina electrică ce străbate o celulă de electroliză a apei, la numărul atomilor de hidrogen care se separă, număr pe care l-a estimat cu ajutorul teoriei cinetice a gazelor.

Stoney a publicat aceste rezultate de-abia în anul 1881. În același an, mai precis la 5 aprilie 1881, într-o comunicare expusă în fața Societății regale de chimie din Londra, întrunită pentru comemorarea lui Faraday, comunicare intitulată *„Dezvoltarea modernă a punctului de vedere al lui Faraday asupra electricității"*, Helmholtz afirmă: *„dacă acceptăm ipoteza că substanțele elementare sînt constituite din atomi, atunci nu putem evita concluzia că și electricitatea, de asemenea, — pozitivă sau negativă —, este divizată într-un număr definit de porțiuni elementare care se comportă ca niște*

Scanned with OKEN Scanner

atomi de electricitate". Comunicarea lui Helmholtz, datorită marelui său prestigiu științific, a reținut atenția lumii științifice într-o măsură mult mai mare decît ideea asemănătoare formulată cu cîțiva ani în urmă de Stoney.

De fapt, ideea că electricitatea ar avea o structură granulară fusese enunțată încă din 1749 de *Benjamin Franklin* (1706—1790) și apoi reluată în 1871 de *Wilhelm Eduard Weber* (1804—1891), dar nu fusese luată în considerare deoarece nu fusese demonstrată experimental. În celebrul său *Tratat despre electricitate și magnetism*, apărut în 1873, Maxwell afirma că într-un electrolit „moleculele" sînt încărcate cu o anumită cantitate de electricitate, dar că această ipoteză seducătoare, conform căreia sarcina electrică ar avea o structură granulară conduce la dificultăți enorme.

Stoney a propus, în anul 1891, denumirea de *electron* pentru *cea mai mică cantitate de electricitate* sau — cum o denumea el — pentru *unitatea naturală de electricitate*. În concepția lui Stoney, electronul reprezintă pur și simplu o *unitate elementară de electricitate*, calificativul „elementar" arătînd că această unitate nu poate fi divizată. Electronul lui Stoney se deosebește fundamental, după cum vom vedea, de ceea ce noi înțelegem actualmente prin electron.

Cît de mare este sarcina elementară? Avînd în vedere că numărul lui Avogadro are ordinul de mărime de 10^{23}, rezultă că *sarcina elementară este de ordinul a* 10^{-19}C. Dacă se consideră situația din 1910, cînd se aprecia că numărul lui Avogadro este cuprins între $6 \cdot 10^{23}$ și $7 \cdot 10^{23}$, rezultă că sarcina electrică elementară are o valoare din intervalul $1{,}5 \cdot 10^{-19}$ și $1{,}6 \cdot 10^{-19}$C.

DESCĂRCĂRILE ELECTRICE ÎN GAZE

O altă categorie de fenomene care a permis obținerea unor noi informații despre atomi a fost cea a descărcărilor electrice.

Scanned with OKEN Scanner

Încă din anul 1750 se știa că în condiții normale, adică la temperatura de 18°C și presiunea de 760 torr, gazele nu conduc curentul electric. La presiuni mai mici decît 760 torr apar unele efecte foarte spectaculoase. Nu se știe precis cine a avut, pentru prima dată, ideea de a realiza o descărcare electrică într-un gaz rarefiat.

Primele informații asupra descărcărilor electrice în gaze le avem de la *Picard*, care și-a efectuat experiențele în anul 1670. Picard a realizat vid într-un tub, cu ajutorul *metodei lui Torricelli*, adică umplînd tubul cu mercur și răsturnîndu-l. În vid, Picard a realizat o descărcare electrică, observînd că apare o lumină albăstruie.

Hanksbee a încercat să explice fenomenele observate de Picard în anul 1705, prin formarea unor sarcini electrice pe pereții de sticlă ai tubului, datorită frecării cu mercurul lichid.

În anul 1748, *Watson* a observat că într-un tub cu aer rarefiat apare, în cazul unei descărcări electrice, o lumină asemănătoare cu aurora boreală.

Modificarea culorii și a caracterului descărcării a fost studiată de *Morgan*, care a utilizat un tub Torricelli, umplut cu mercur, pe care l-a încălzit la diferite temperaturi.

Același fenomen este studiat și de Faraday, în anul 1838. Faraday a utilizat un tub de sticlă, conectat la o pompă de vid și în care a introdus doi electrozi — anodul și catodul — pe care i-a conectat la borna pozitivă, respectiv negativă a unei mașini electrostatice. Faraday a observat că începînd de la anod și pînă aproape de catod se forma o coloană luminoasă de culoare violetă. Și în dreptul catodului apărea o regiune luminoasă care avea însă o extindere mult mai mică. Cele două regiuni luminoase erau separate printr-un spațiu întunecat, care a căpătat denumirea de *spațiul întunecat Faraday*.

Faraday a mai observat că, în funcție de natura gazelor sau a vaporilor din tub, se modifică culoarea luminii emise. Astfel, de exemplu, vaporii de mercur conferă luminii emise o culoare verde-albăstruie.

Scanned with OKEN Scanner

Două invenții au facilitat într-un mod considerabil studiul descărcărilor electrice în gaze la presiuni scăzute: *pompa de vid cu mercur* și *bobina de inducție*.

Prima pompă mecanică de vid a fost construită de *Otto von Guerike* (1602—1686) în anul 1650. În următoarele două secole, cu excepția unor mici îmbunătățiri ale pieselor mecanice, nu au fost făcute progrese importante în tehnica vidului. Pompele aveau etanșările făcute din piele sau materiale asemănătoare. Datorită pătrunderii aerului prin aceste dispozitive de etanșare, realizarea unor presiuni mai mici decît o sutime din cea atmosferică era practic imposibilă.

În anul 1855, *Heinrich Geissler* (1824—1879) a inventat un nou tip de pompă, cu care se putea realiza un vid mai înaintat. Schema pompei lui Geissler este reprezentată în fig. 4. Vasul *A*, în care ar urma să se facă vid, este conectat printr-un tub de sticlă cu balonul *B*, care se află în partea superioară a unui tub barometric. Rezervorul de mercur *R*, care este conectat prin tubul de cauciuc *T* și tubul de sticlă *H* la balonul *B*, poate fi ridicat și coborît cu ajutorul unui dispozitiv mecanic care nu a fost reprezentat. Pompa mai are două robinete C_1 și C_2, cu ajutorul cărora se poate realiza

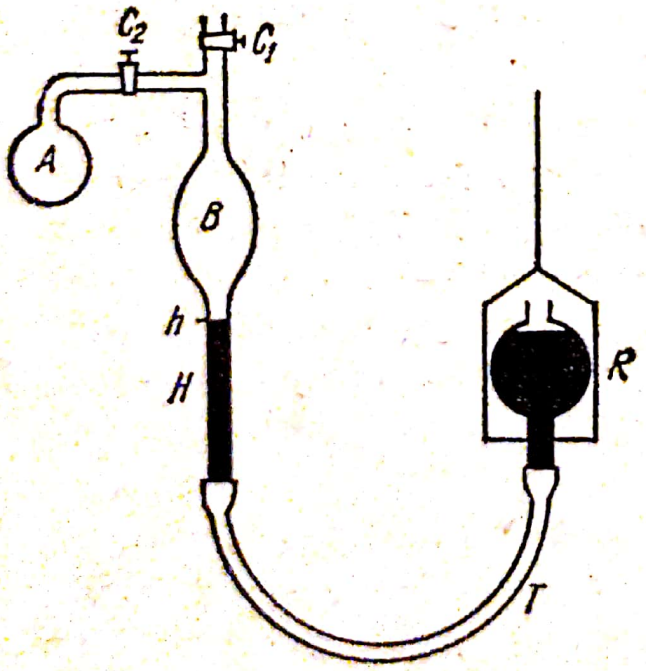


Fig. 4. Schema pompei de vid a lui Geissler

sau întrerupe legătura între balonul B și atmosfera înconjurătoare, respectiv între vasul A și balonul B.

Pentru obținerea vidului în vasul A, se închide robinetul C_2, se deschide robinetul C_1 și se ridică vasul R pînă cînd mercurul ajunge în dreptul robinetului C_1. Se închide apoi robinetul C_1 și se lasă rezervorul R în jos pînă cînd mercurul coboară în dreptul semnului notat cu h. Se deschide robinetul C_2, realizîndu-se astfel legătura între vasul A și balonul B. Aerul care inițial se afla în vasul A se distribuie atît în vasul A cît și în balonul B, ceea ce are ca efect micșorarea presiunii din vasul A. În continuare, se închide robinetul C_2, se deschide robinetul C_1 și se repetă operația în mod identic, rezultînd astfel, o nouă micșorare a presiunii. Se observă că la fiecare operație, o parte din aerul care a mai rămas în vasul A este evacuat în atmosferă. După cîteva ore de muncă, cu ajutorul unei asemenea pompe se putea realiza un vid relativ înaintat, presiunea finală fiind determinată de calitatea etanșărilor și de presiunea vaporilor de mercur.

Cele mai importante experiențe pe care le vom prezenta în cele ce urmează, experiențe care au culminat prin descoperirea electronului și a radiației X, au fost efectuate cu ajutorul acestei metode de obținere a vidului, care era laborioasă și necesita un timp îndelungat.

Cu ajutorul celei de-a doua invenții — bobina de inducție, care a fost construită de *H. Ruhmkorff*, între anii 1851—1855, se pot obține tensiuni înalte, de ordinul kilovolților, fiind necesară doar o sursă de alimentare cu tensiunea de ordinul volților, sursă care, de obicei, este un acumulator. S-a putut astfel renunța la serviciile mașinilor electrostatice pentru obținerea tensiunilor înalte, mașini care erau complicate și fragile.

Schema unei bobine de inducție este reprezentată în fig. 5. Bobina are un miez de fier M, pe care sînt dispuse două înfășurări: înfășurarea primară IP, cu un număr relativ mic

Scanned with OKEN Scanner

de spire și înfășurarea secundară *IS*, cu un număr mult mai mare de spire. Înfășurarea primară este conectată, prin intermediul unui contact vibrant *C*, la acumulatorul *A*.

După ce se închide întrerupătorul *k*, prin circuitul primar începe să circule un curent electric care prezintă o creștere,

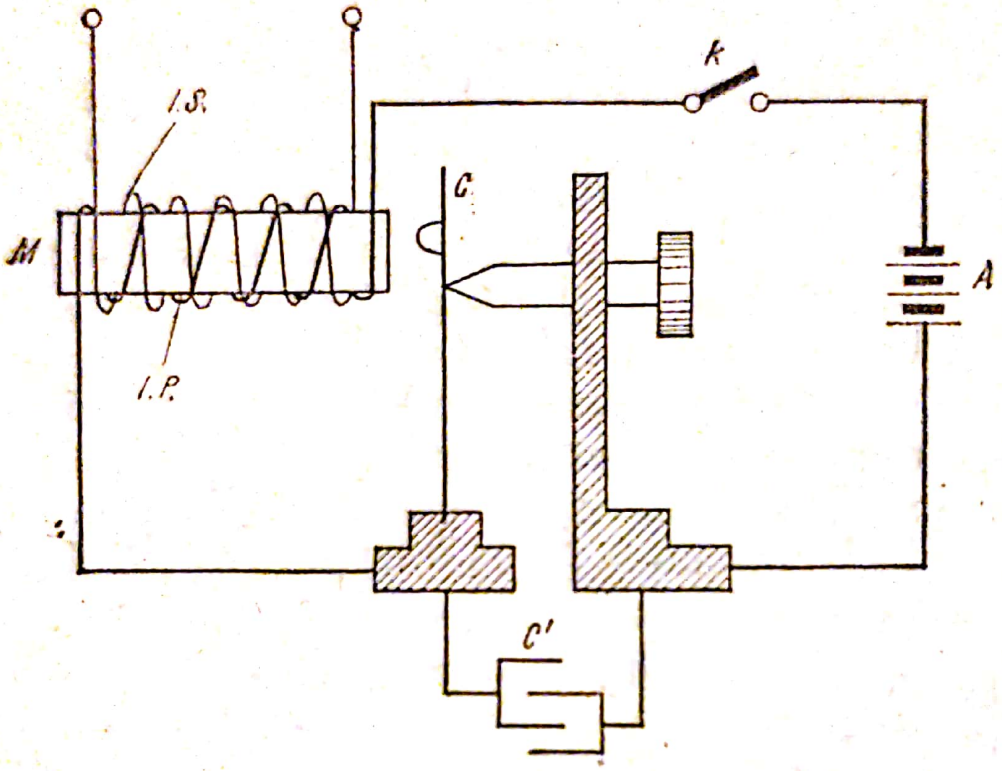
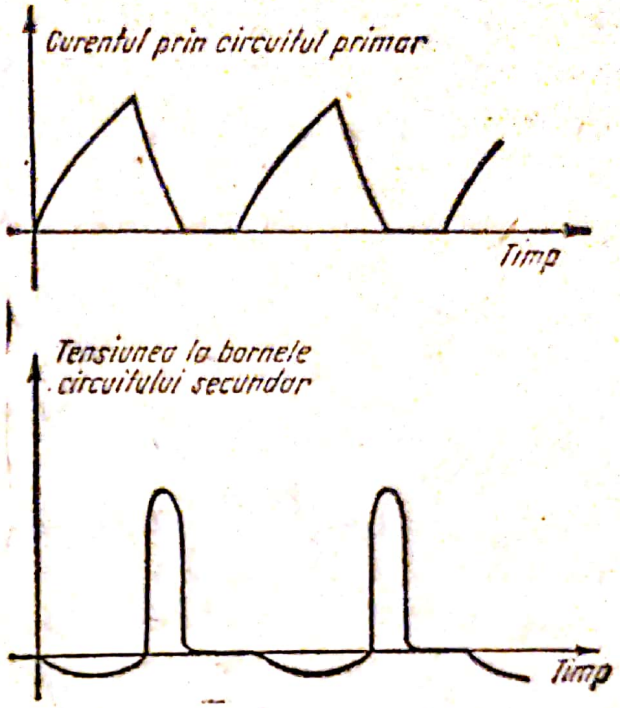


Fig. 5. Schema unei bobine de inducție

începînd de la valoarea zero. În momentul în care curentul atinge o asemenea valoare încît miezul magnetic al bobinei atrage lamela contactului vibrant *C*, circuitul primar este întrerupt. Curentul electric prin circuitul primar scade foarte rapid la valoarea zero. În această situație, miezul magnetic al bobinei eliberează lamela contactului vibrant, care reface continuitatea circuitului primar. Curentul primar începe din nou să crească pînă cînd lamela contactului vibrant este din nou atrasă, după care scade rapid la zero, fenomenele repetîndu-se apoi identic. În consecință, datorită contactului vibrant, curentul prin circuitul primar este pulsatoriu, avînd intervalele de creștere mult mai lungi decît cele de scădere (vezi fig. 6).

Fig. 6. Curbele de variație în timp ale curentului prin circuitul primar și ale tensiunii la bornele circuitului secundar



În înfășurarea secundară, prin inducție electromagnetică apare o tensiune electromotoare. După cum se știe, tensiunea care ia naștere prin inducție electromagnetică este proporțională cu viteza de variație a fluxului magnetic. Avînd în vedere că există intervale de timp în care curentul primar crește lent, urmate de intervale de timp în care curentul scade foarte rapid, rezultă că la bornele înfășurării secundare se obțin pulsuri de polaritate alternantă, pulsurile de o anumită polaritate avînd valori foarte mari în comparație cu cele de polaritate opusă. Din cauza acestei diferențe, pulsurile care au valori mici pot fi neglijate, în comparație cu cele de polaritate inversă. De obicei, în paralel cu contactul vibrant se conectează un condensator C', care micșorează scînteile ce apar în momentele întreruperii circuitului primar. *Bobina de inducție reprezintă* deci o *sursă pulsatorie de înaltă tensiune.*

La aceste invenții trebuie să adăugăm îmbunătățirile aduse de Geissler tuburilor de sticlă în care au loc descărcările electrice. De obicei, în interiorul tubului de sticlă se introduceau electrozi metalici masivi de forma unor emisfere sau ovoidale. Geissler a înlocuit acești electrozi prin niște plăcuțe de

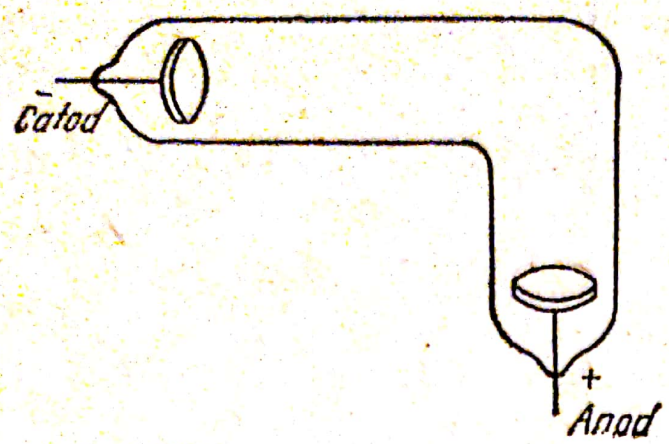


Fig. 7. Schema unui tub Geissler

platină de diferite forme, care erau conectate, prin intermediul unor fire de legătură ce străbăteau pereții vasului, la circuitul electric exterior (vezi fig. 7).

Schema celei mai simple instalații pentru studiul descărcărilor electrice în gaze rarefiate, ale cărei elemente se regăsesc în orice altă instalație, oricît de complicată ar fi, este reprezentată în fig. 8. Instalația este compusă dintr-un tub de sticlă, în care au fost introduși doi electrozi — anodul și catodul — conectați cu ajutorul unor fire la bornele corespunzătoare ale unei bobine de inducție, tubul fiind conectat la o pompă de vid.

În anii care au urmat, tehnica experimentală a fost în continuare îmbunătățită. Astfel, în anul 1913, *Gaede* și *Langmuir* au inventat un nou tip de pompă de vid — *pompa de difuzie*, care nu are piese în mișcare și cu ajutorul căreia se putea realiza un vid înaintat, într-un timp mult mai scurt.

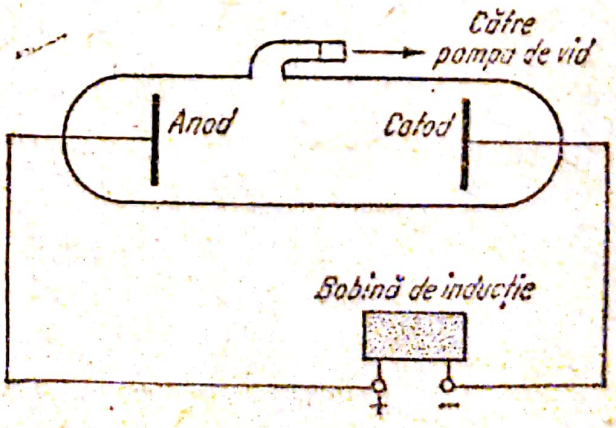


Fig. 8. Schema celei mai simple instalații pentru studiul descărcărilor electrice în gaze rarefiate

Schema unei pompe de difuzie, cu mercur, este reprezentată în fig. 9. Pompa propriu-zisă este constituită din vasul de sticlă *A*, care are pereții laterali dubli. Prin spațiul dintre pereți se realizează o circulație de apă, pentru răcirea pompei.

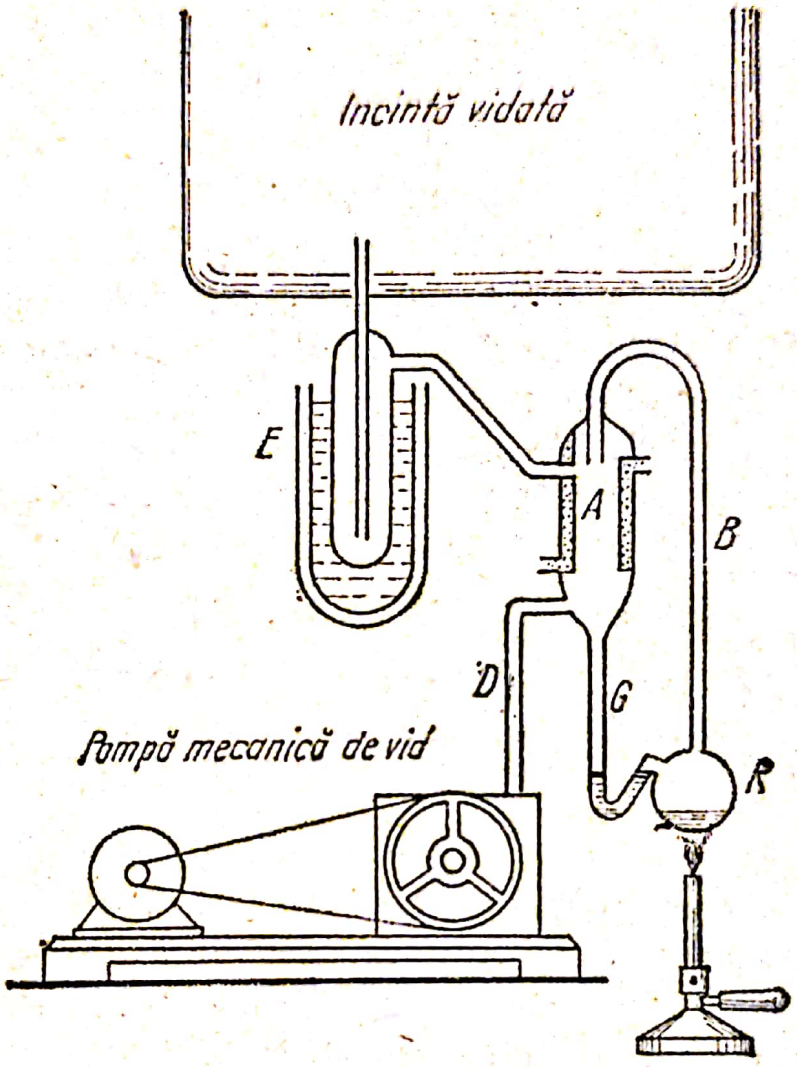


Fig. 9. Schema unei pompe de difuzie cu mercur

Cu ajutorul unui vas *R*, umplut parțial cu mercur lichid și încălzit, se creează vapori de mercur. Vaporii străbat tubul de sticlă *B*, ajungînd în partea superioară a vasului *A*, unde temperatura este relativ scăzută. Din această cauză, prin condensarea vaporilor de mercur se formează un jet de picături minuscule, care se deplasează în jos cu o viteză relativ mare, antrenînd moleculele componente ale aerului, care

ajung astfel în partea inferioară a vasului *A* de unde sînt absorbite de o pompă mecanică prin intermediul tubului *D*. Mercurul condensat ajunge, prin tubul *C*, înapoi în rezervorul *R*, după care fenomenele se repetă identic. Acțiunea de pompare se datorește deci jetului de molecule de mercur care, deplasîndu-se cu o viteză relativ mare, antrenează cu sine și moleculele din incinta care trebuie vidată.

Pentru a împiedica pătrunderea vaporilor de mercur în incintă, se utilizează capcana *E* ai cărei pereți sînt răciți cu gheață. Ulterior, în locul gheții a început să fie utilizat aerul lichid, ceea ce a îmbunătățit considerabil eficacitatea capcanei. Principiul de funcționare al capcanei este simplu: vaporii de mercur care reușesc să ajungă în vasul *E*, întîlnind pereții reci ai acestuia, se condensează pe ei.

În esență, pe același principiu funcționează și pompele moderne de difuzie care însă utilizează în loc de mercur, ulei special, ceea ce permite obținerea unor performanțe tehnice superioare.

Trebuie remarcat că noțiunea de vid are un sens relativ. Într-adevăr, să considerăm că, în condiții normale, dintr-un vas a fost evacuat 99,9% din cantitatea inițială de aer. În „vidul" din vas se mai află totuși $2{,}7 \cdot 10^{15}$ molecule în fiecare cm^3.

Au mai fost create apoi surse de alimentare care furnizau o tensiune înaltă continuă, nu pulsatorie, ca și cea dată de bobina Ruhmkorff.

Cum era și firesc, atenția fizicienilor s-a îndreptat asupra aspectului cel mai spectaculos și anume asupra *luminii emise în timpul descărcării*. Astfel, alături de spațiul întunecat Faraday, au mai fost puse în evidență încă două spații, care apar în cazul în care presiunea la care se află gazul are valori mai mici decît cea corespunzătoare experiențelor lui Faraday (care era aproximativ egală cu o sutime din cea atmosferică).

Particularitățile luminii emise în timpul descărcării apar mai clar dacă renunțăm la prezentarea în ordine cronologică. Din această cauză, vom considera o experiență efectuată cu un tub de sticlă lung de 1 m, cu diametrul de 5 cm, care este alimentat de la o sursă de tensiune înaltă de 5 kV și care este

conectat la o pompă de vid cu ajutorul căreia se poate micșora treptat presiunea aerului din tub.

În cazul în care presiunea aerului din tub este egală cu cea atmosferică, nu apar efecte luminoase. Dacă presiunea scade, se constată că, în situația în care inițial în tub era aer, apare o descărcare electrică în „zig-zag", de culoare roz-trandafiriu (vezi fig. 10). Pe măsură ce presiunea devine din ce în ce mai mică, grosimea zig-zagurilor se mărește. În jurul valorii de

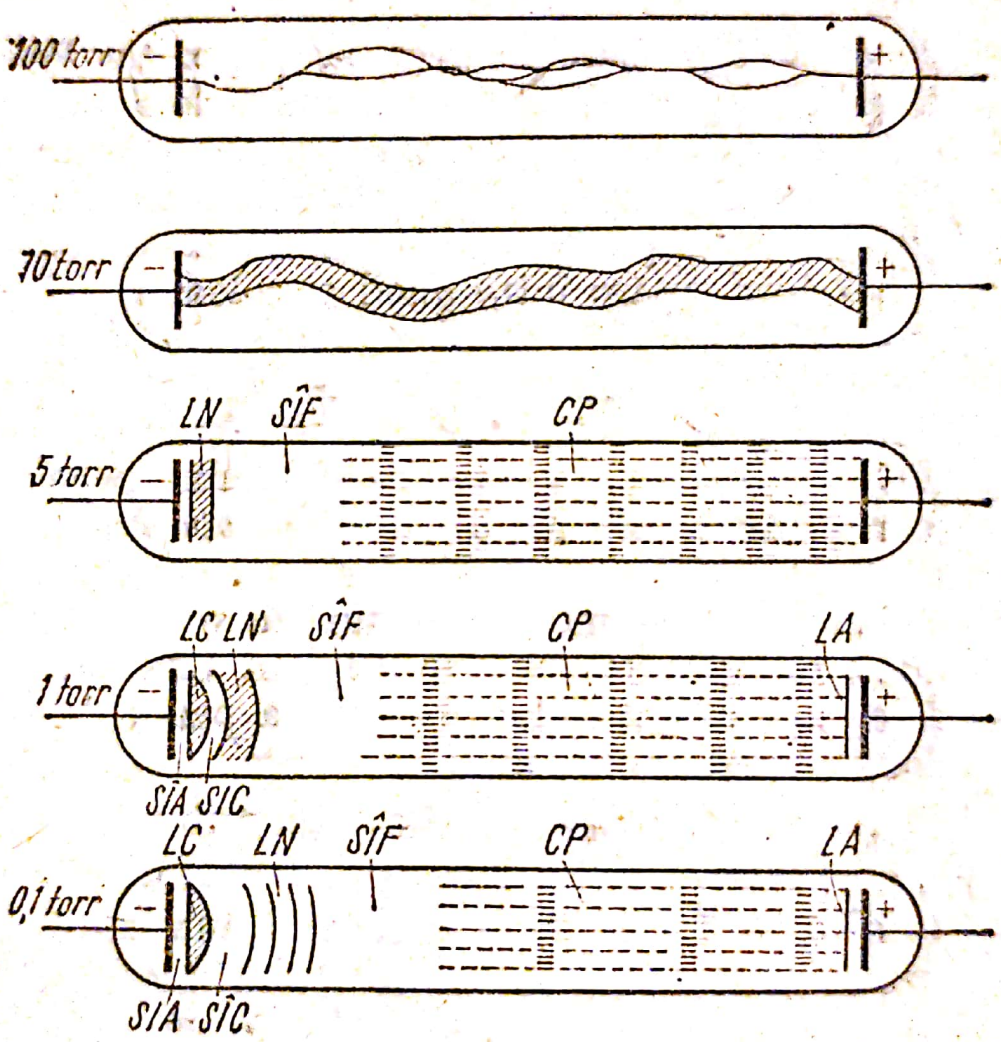


Fig. 10. Modificarea aspectului descărcării electrice determinată de scăderea presiunii

10 torr, se formează o regiune luminoasă uniformă care se întinde pe toată lungimea tubului, cu excepția unor mici regiuni în jurul electrozilor.

Aspectul descărcării se modifică radical în jurul valorii de 5 torr. Astfel, începînd de la anod și pînă în apropiere de catod se formează o zonă luminoasă denumită *coloana pozitivă (CP)*, care, uneori, este uniformă, iar alteori prezintă stratificații, adică regiuni mai luminoase, alternate cu regiuni mai puțin luminoase. Lîngă catod apare o zonă luminoasă de extindere mult mai mică, care a căpătat denumirea de *lumină negativă (LN)*, deoarece catodul este conectat la borna negativă a sursei de alimentare. Între cele două zone luminoase se află spațiul întunecat Faraday *(SÎF)*.

Pompele de vid pe care le avea la dispoziție Faraday nu-i permiteau să obțină o presiune mai mică de 5 torr, astfel că particularitățile descărcării în cazul în care presiunea devine mai mică au fost observate de către Hittorf, care avea la dispoziție noua pompă de vid inventată de Geissler. La presiunea de 1 torr, apare între anod și coloana pozitivă o zonă luminoasă denumită *lumină anodică (LA)*. Regiunea denumită lumină negativă se îndepărtează de catod. În apropierea catodului apare o regiune luminoasă denumită *lumina catodică (LC)*. Între lumina catodică și lumina negativă se formează o regiune neluminoasă denumită *spațiul întunecat Hittorf* sau *spațiul întunecat catodic (SIC)*. Menționăm că în unele lucrări această regiune este denumită *spațiul întunecat Crookes*, după numele fizicianului William Crookes care a efectuat observații mai amănunțite asupra particularităților descărcărilor la presiuni mai mici de 1 torr.

Este interesant de menționat că dacă în tub se află un gaz foarte pur, de exemplu, heliu sau neon, atunci între catod și lumina catodică se formează o regiune întunecoasă foarte îngustă, care a căpătat denumirea de *spațiul întunecat Aston (SIA)* după numele fizicianului *Francis William Aston* (1877—1945) care l-a pus în evidență.

Dacă se micșorează în continuare presiunea, se constată că aspectul descărcării rămîne în linii esențiale neschimbat, modificîndu-se doar extinderile diferitelor regiuni. Astfel, spațiul întunecat catodic se extinde din ce în ce mai mult, în detrimentul coloanei pozitive.

Scanned with OKEN Scanner

În sfîrşit, dacă presiunea devine mai mică de 0,01 torr coloana pozitivă dispare, iar spaţiul întunecat catodic ocupă aproape întreg tubul.

DESCOPERIREA RADIAŢIILOR CATODICE

Alături de studiul efectelor luminoase care însoţesc descărcările electrice în gaze, au fost efectuate numeroase observaţii şi experienţe care căutau să elucideze natura fenomenelor.

Astfel, la numai trei ani de la inventarea pompei de vid cu mercur, adică în 1858, *Julius Plücker* (1801—1868) a observat că pereţii tubului care se află în partea opusă catodului devin fluorescenţi, dacă presiunea este de 1 torr. Tot Plücker a mai observat un fapt surprinzător: dacă de tub se apropie polul unui electromagnet, atunci apare o deplasare a regiunii fluorescente; deplasarea îşi inversează sensul dacă de tub se apropie celălalt pol.

Cercetările lui Plücker au fost continuate de elevul şi apoi colaboratorul său *Hittorf*, care a avut ideea de a introduce un corp solid între catod şi regiunea din tubul de sticlă care devenea fluorescentă, constatînd că se formează umbra corpului respectiv. Fenomenele se petrec ca şi cum de la catod ar pleca raze invizibile de-a lungul unor traiectorii rectilinii, raze care ar fi reţinute de corpul introdus în tub.

Aceste raze invizibile aveau să fie denumite de către *Eugen Goldstein* (1850—1930), în anul 1873, *raze catodice* (radiaţii catodice) deoarece ele erau emise de catod.

Studiile lui Plücker şi Hittorf au arătat că *radiaţiile catodice sînt emise de catod, se propagă în linie dreaptă, produc fluorescenţa sticlei şi sînt deviate de un cîmp magnetic.*

Utilizînd catozi confecţionaţi din diferite materiale şi avînd diferite forme şi dimensiuni, Goldstein, după un număr impresionant de experienţe, ajunge la concluzia că *radiaţiile*

catodice sînt emise de-a lungul unor direcții normale pe suprafața catodului. Bazat pe această proprietate, Goldstein a construit un catod concav cu ajutorul căruia a obținut un fascicul convergent de radiații catodice care erau focalizate într-un punct, a cărui luminozitate depindea de presiunea gazului din tub și tensiunea aplicată între electrozi. De asemenea, Goldstein a arătat că *proprietățile radiațiilor catodice sînt independente de natura materialului din care este confecționat catodul.*

Lui Goldstein îi revine meritul de a fi descoperit, în anul 1886, că într-un tub care are catodul perforat apar, în regiunea din spatele acestuia, efecte luminoase pe care le-a atribuit unor radiații care se propagă în sens invers celor catodice (vezi fig. 11). Aceste radiații au fost denumite de Goldstein raze canal, (radiații canal) întrucît se propagă printr-un canal efectuat în catod.

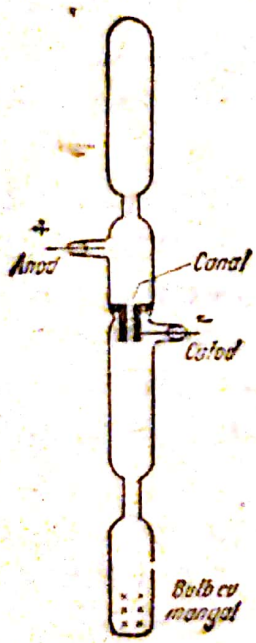


Fig. 12. Schema tubului cu radiații canal, utilizat de Goldstein, în care presiunea poate fi modificată

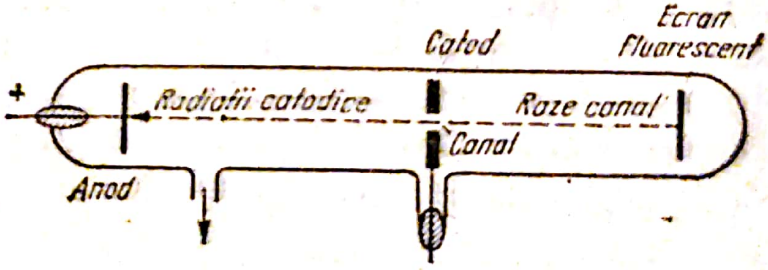


Fig. 11. Schema tubului cu ajutorul căruia Goldstein a descoperit radiațiile canal

Cu ajutorul unui alt tub, a cărui schemă este reprezentată în fig. 12, Goldstein a studiat fenomenele care apar atunci cînd presiunea este variabilă. În acest scop, tubul are în partea inferioară un mic bulb în care se află mangal și care poate fi introdus mai mult sau mai puțin într-un vas cu aer lichid.

Experiențe extrem de ingenioase, elegante și spectaculoase, a efectuat Crookes. Trebuie să menționăm că meritul realizării unor experiențe îi revine poate în aceeași măsură și maestrului său sticlar, *G.C. Gimingham*, care era un adevărat „artist" în meseria sa.

Gimingham a construit tuburi de descărcare în gaze, denumite tuburi Crookes, care se deosebeau de tuburile Geissler prin aceea că erau mai „sofisticate"; aveau electrozi suplimentari în afară de catod și anod, precum și suporturi pe care se puteau monta diferite dispozitive (vezi fig. 13).

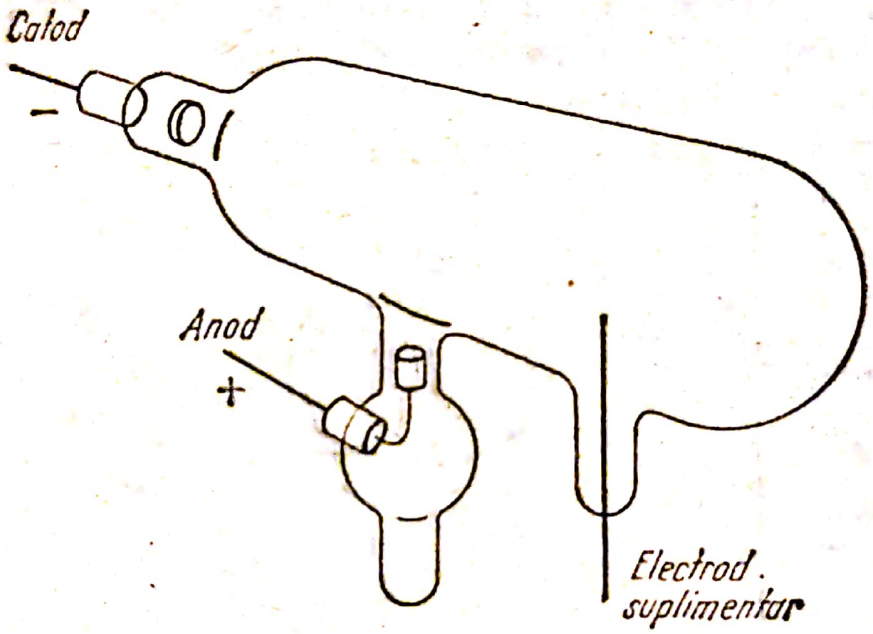


Fig. 13. Schema unui tub Crookes

Într-o primă serie de experiențe, Crookes a studiat foarte amănunțit fluorescența diferitelor materiale, provocată de bombardarea cu radiații catodice (vezi fig. 14). Astfel, Crookes a constatat că lumina emisă de sticlă depinde de procedeul de fabricație folosit, adică, în fond, de compoziția chimică; de pildă, sticla produsă în Anglia emite o lumină albăstruie, cea fabricată în Germania o lumină galben-verzuie, sticla cu

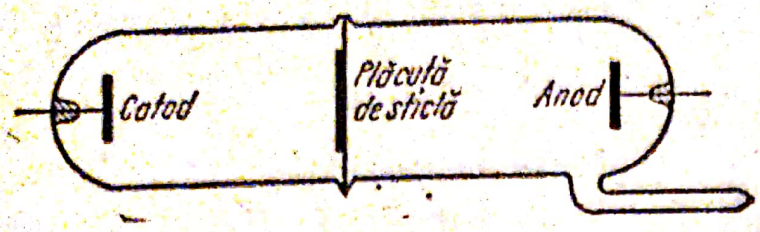


Fig. 14. Schema tubului cu ajutorul căruia Crookes a studiat fluorescența diferitelor substanțe

săruri de uraniu o lumină verde, sticla de tip diamant o lumină albastră strălucitoare etc.

Aceste studii i-au permis să investigheze atent umbrele care se formează atunci cînd în drumul radiațiilor catodice se introduc diferite ecrane. Schema dispozitivului experimental este reprezentată în fig. 15. La cele două extremități ale tubului au fost introduse două tipuri de electrozi: unii de forma unor discuri (electrozii *e* și *h*) și alții de forma unor vîrfuri (electrozii *g* și *f*). În regiunea din mijlocul tubului a fost montată o plăcuță de sticlă *ab* cu săruri de uraniu care servește drept ecran de observație, deoarece, așa după cum s-a arătat, ca

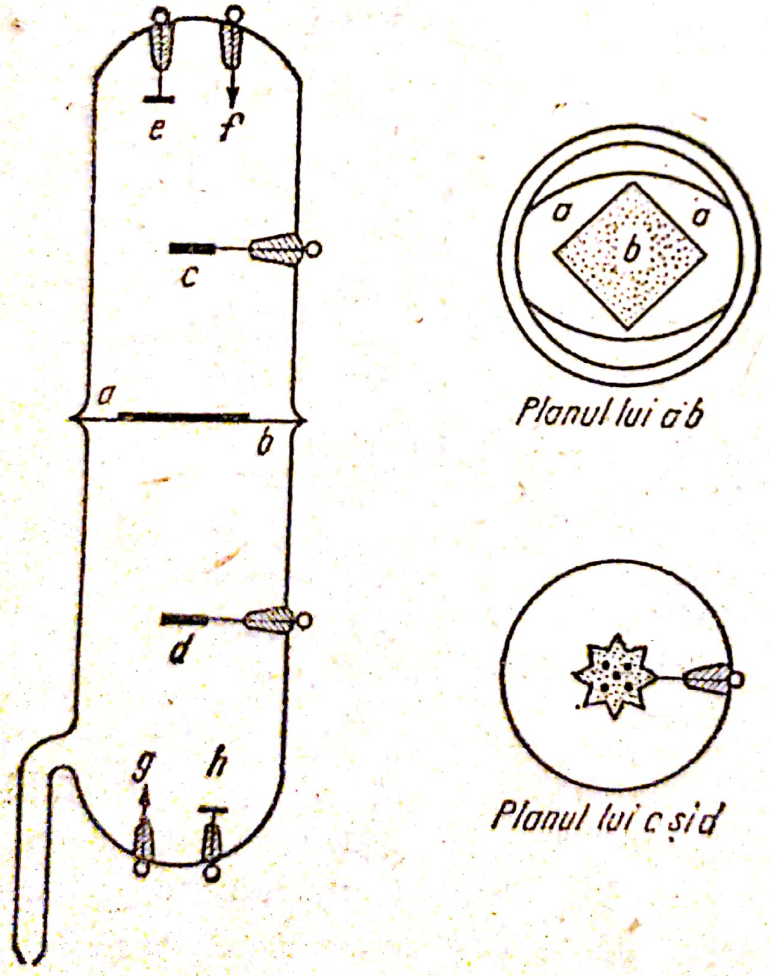


Fig. 15. Schema tubului utilizat de Crookes pentru observarea umbrelor obiectelor dispuse în drumul radiațiilor catodice

emite o lumină verde atunci cînd este bombardată cu radiații catodice. Pe suporturile *c* și *d* puteau fi montate plăcuțe metalice de diferite forme: stele, dreptunghiuri, discuri găurite etc. Cu ajutorul acestui tub, Crookes a arătat că dacă utilizează electrodul *e*, de forma unui disc, drept catod, atunci pe ecranul *ab* apare umbra clară a plăcuței metalice care se află pe suportul *c*, indiferent care din electrozii *g* sau *h* este anod. Umbra devine difuză dacă drept catod se folosește electrodul *f*, care are forma unui vîrf, aspectul umbrei nedepinzînd, în continuare, de anod. Fenomenele sînt identice dacă se inversează polaritatea tensiunii de alimentare, adică dacă electrozii din partea inferioară se conectează la borna pozitivă, iar cei din partea superioară la borna negativă, evident, în acest caz formîndu-se umbra plăcuței care se află pe suportul *d*.

Din aceste experiențe, Crookes a ajuns la concluzia că într-adevăr, așa după cum arătase și Goldstein *radiațiile catodice sînt emise de-a lungul unor direcții normale pe catod*.

Schema unei experiențe foarte spectaculoase, cu ajutorul căreia se ajunge la aceeași concluzie, este prezentată în fig. 16.

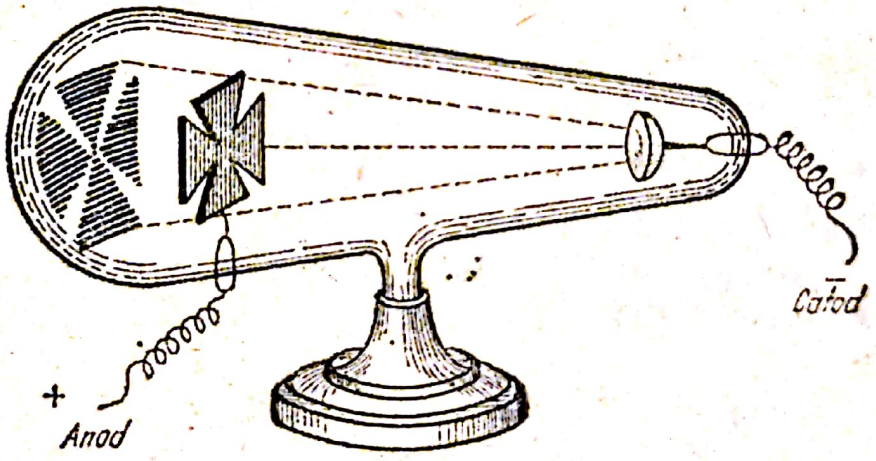


Fig. 16. Schema tubului utilizat de Crookes pentru a demonstra că radiațiile catodice se propagă în linie dreaptă, de-a lungul unor direcții normale pe catod

Pe fondul luminos al extremității tubului, din partea opusă catodului, apare umbra clar conturată a anodului.

Cu ajutorul unei alte experiențe, a cărei schemă este prezentată în fig. 17, Crookes a studiat devierea radiațiilor cato-

dice produsă de un cîmp magnetic. În fața catodului *a*, se află un ecran *c* care are un mic orificiu central, cu ajutorul căruia se formează un fascicul îngust de radiații catodice. Pentru a vizualiza traiectoria radiațiilor catodice dintre catod și anod, Crookes a utilizat un ecran de mică *f*, acoperit

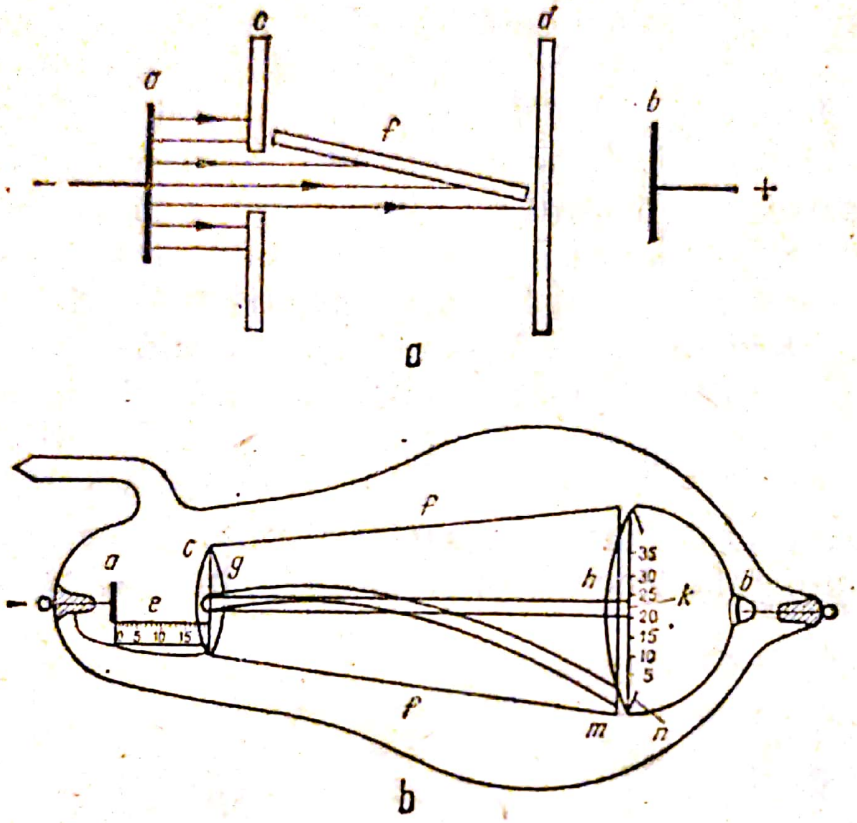


Fig. 17. Schema tubului utilizat de Crookes pentru devierea radiațiilor catodice în cîmp magnetic: *(a)* vedere de sus *(b)* vedere frontală

cu un strat fluorescent, care este dispus de-a lungul unei direcții oblice față de axa tubului. La extremitatea dinspre anod a acestui ecran se mai află al doilea ecran fluorescent *d*, perpendicular pe axa tubului, cu ajutorul căruia poate fi determinat punctul în care sosesc radiațiile catodice.

În absența cîmpului magnetic, radiațiile catodice se propagă de-a lungul unei traiectorii rectilinii între catod și anod. Ecranul devine fluorescent de-a lungul benzii *gh*. De asemenea, punctul *k* de pe ecranul *d* devine flucrescent.

Dacă se aplică un cîmp magnetic perpendicular pe planul figurii 17, orientat dinspre cititor înspre figură, atunci se

constată că radiațiile catodice sînt deviate în jos. Ecranul devine fluorescent de-a lungul benzii *gm*. Punctul fluorescent de pe ecranul *d* se deplasează din *k* în *n*. Prin această experiență, Crookes a obținut o confirmare a faptului că *radiațiile catodice se comportă ca și cum ar fi formate din corpusculi încărcați cu sarcină electrică negativă.*

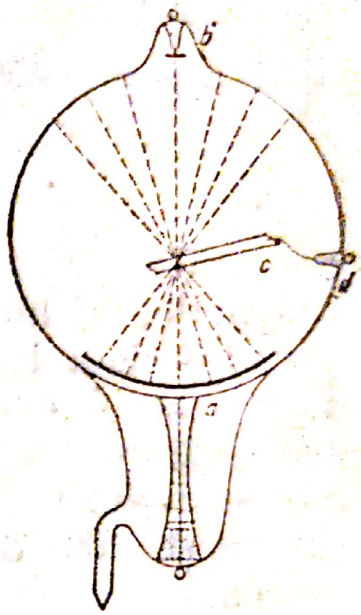


Fig. 18. Schema tubului utilizat de Crookes pentru a demonstra că radiațiile catodice transportă energie

Radiațiile catodice transportă energie. Aceasta este concluzia experienței a cărei schemă este reprezentată în fig. 18. Într-un balon de sticlă, Crookes a introdus un catod *a* de aluminiu, de forma unei cupe sferice, un anod *b*, tot de aluminiu, de forma unui disc și o plăcuță *c* de platină, suspendată cu ajutorul unui fir.

Inițial, Crookes a aplicat tensiunea electrică între catodul *a* și anodul *b* și a constatat că plăcuța *c* execută mici oscilații care în scurt timp încetează. Apoi, plăcuța începe să se încălzească, devenind roșie. Pentru a evita topirea plăcuței, Crookes a fost nevoit să întrerupă alimentarea tubului.

Și cu ajutorul experienței din fig. 19, Crookes a demonstrat că radiațiile catodice transportă energie. De asemenea, catodul *a* are o formă sferică, iar anodul *b* reprezintă un disc. De data aceasta, pentru a devia radiațiile catodice, Crookes a utilizat un cîmp magnetic. Astfel, în fig. 19 (*a*) este repre-

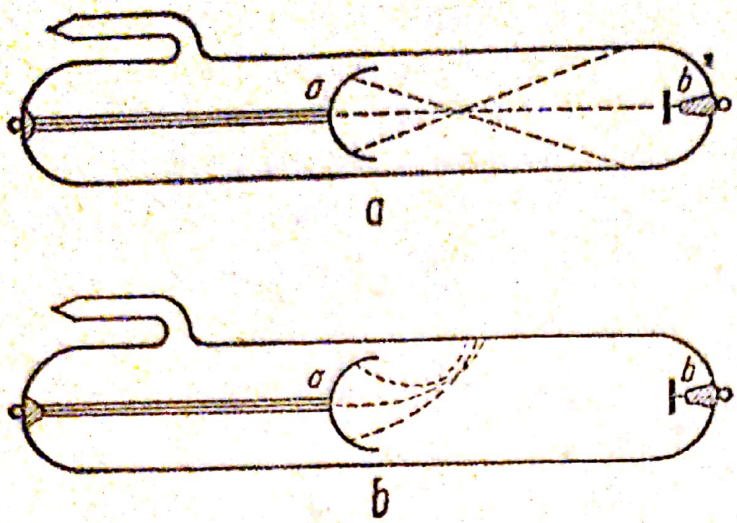


Fig. 19. Schema unei alte experiențe prin care Crookes a demonstrat că radiațiile catodice transportă energie: (*a*) situația în absența cîmpului magnetic, (*b*) situația în prezența cîmpului magnetic

zentată traiectoria radiațiilor catodice în absența cîmpului magnetic, iar în fig. 19 (*b*), în prezența unui cîmp magnetic, orientat de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planul figurii. Se observă că punctul în care sînt focalizate radiațiile catodice este deviat pe peretele tubului. Crookes a notat că regiunea din tubul de sticlă pe care cad radiațiile catodice se încălzește atît de puternic încît nu a putut să țină degetul pe ea.

O altă experiență, extrem de spectaculoasă, i-a fost sugerată de observația că imediat după aplicarea tensiunii de alimentare tubului din fig. 18, plăcuța de platină începe să oscileze. Oare radiațiile catodice nu exercită un impuls asupra corpurilor pe care cad? Pentru a răspunde la această întrebare, la indicațiile lui Crookes, meșterul său sticlar Gimingham a construit un tub catodic cilindric cu doi electrozi de forma unor discuri, în care a introdus două „șine de sticlă pe care se putea roti o morișcă minusculă *W*, avînd paletele confecționate din plăcuțe foarte subțiri de mică (vezi fig. 20). În situația în care electrodul *a* este catodul, iar *b* anodul, a constatat că morișca începe să se deplaseze înspre anod. Dacă se inversează polaritatea tensiunii de alimentare, morișca se deplasează în sens invers.

După Crookes, deplasarea moriștii se datorează impulsului pe care radiațiile catodice îl exercită asupra plăcuțelor de mică pe care cad. Este interesant de menționat că J. J. Thom-

son a arătat, după ce natura radiațiilor catodice fusese definitiv elucidată, că, de fapt, deplasarea moriștii nu se datorește impulsului comunicat de electroni, ci este cauzată de așa-numitul *efect radiometric*. Acest efect apare în urma încălzirii inegale a celor două fețe ale plăcuțelor de mică. Într-adevăr, fața pe care cad radiațiile catodice se încălzește mult

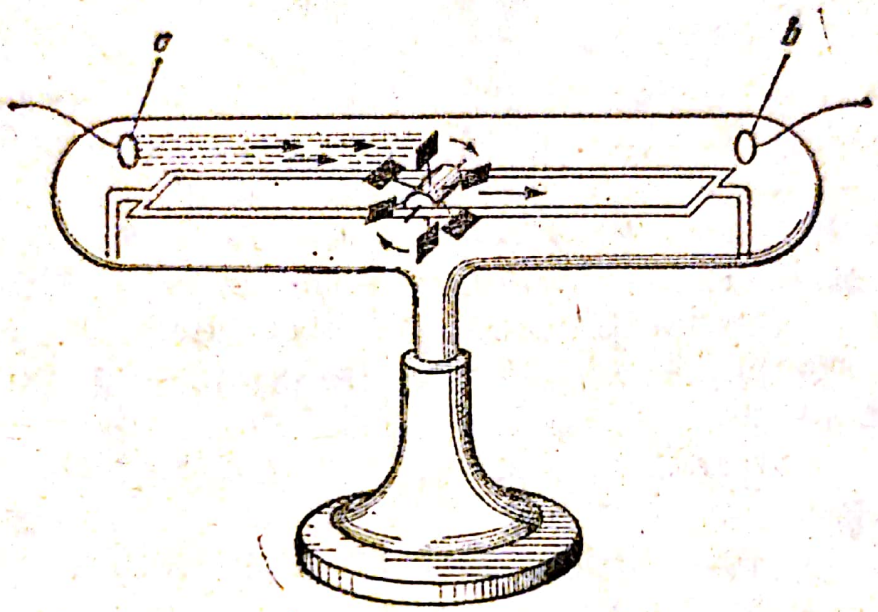


Fig. 20 Schema tubului utilizat de Crookes pentru a demonstra că radiațiile catodice exercită un impuls asupra corpurilor pe care cad

mai puternic decît fața opusă. Din această cauză, ciocnirile dintre moleculele gazului din tub, cu cele două fețe ale plăcuțelor de mică, au ca efect un transfer inegal de impuls. Fața mai caldă primește de la moleculele de gaz un impuls mai mare decît fața rece. Plăcuța, în întregime, primește un impuls în același sens cu cel de deplasare a radiațiilor catodice.

Din cele expuse nu trebuie să se tragă concluzia că radiațiile catodice nu ar avea impuls. Ele au impuls, însă impulsul pe care îl au este prea mic pentru a putea roti morișca. Concluzia lui Crookes, conform căreia *radiațiile catodice transportă impuls*, este corectă, însă experiența cu morișca nu reprezintă un argument în favoarea acesteia.

Scanned with OKEN Scanner

Această problemă i-a pasionat într-o măsură considerabilă pe aproape toți fizicienii care și-au desfășurat activitatea în acea perioadă. Cum era și firesc, atunci cînd erau puși în fața unor radiații necunoscute, unii fizicieni considerau că ele ar avea o natură corpusculară, în timp ce alții, din contră, o natură ondulatorie.

Plücker, care a efectuat primele observații asupra radiaților catodice, considera că ele ar fi formate din *lanțuri flexibile de fier* care ar fi prinse la un capăt de catod, pentru a putea explica devierea produsă de un cîmp magnetic.

În anul 1871, *Cromwell Fleetwood Varley* (1828—1883) a sugerat că proprietățile radiațiilor catodice, în special cea referitoare la devierea lor într-un cîmp magnetic, pot fi explicate dacă se presupune că ele sînt formate din *„frînturi de materie"*, încărcate cu sarcină electrică negativă. Semnul sarcinii l-a determinat din sensul deviației pe care o suferă radiațiile catodice atunci cînd se deplasează într-un cîmp magnetic.

Pe o poziție diametral opusă se situa Goldstein, care considera că *radiațiile catodice ar avea o natură ondulatorie*, asemănătoare cu cea a radiațiilor ultraviolete, deoarece, ca și ele, produc fluorescența unor substanțe.

În anul 1879, Crookes și-a expus pe larg ideile sale despre natura radiațiilor catodice, într-o comunicare prezentată în cadrul Asociației britanice de științe. După Crookes, radiațiile catodice ar fi *„cea de-a patra stare a materiei"*, caracterizată prin proprietatea de a fi *„ultragazoasă"*. Deosebirile dintre un gaz și un „ultragaz" ar fi determinate, după Crookes, de faptul că ciocnirile dintre particulele componente atît de numeroase în cazul primei stări, sînt neglijabile în cazul celei de-a doua. În ceea ce privește natura acestor particule „ultragazoase", Crookes considera, fără nici o rezervă, că ele sînt niște *corpuscuri* care, pe lîngă proprietăți materiale ar putea avea și unele calități asemănătoare cu „energia radiantă". Desigur, o asemenea concepție, judecată din punctul de vedere al ideilor

noastre actuale, este surprinzătoare. Într-adevăr, această concepție cuprinde o idee care va deveni evidentă de-abia după 1927: electronul nu este o particulă care ar avea numai proprietăți corpusculare. Cum era de așteptat, această idee a lui Crookes nu a avut nici o influență asupra fundamentării conceptului de electron, deoarece ea nu a fost prezentată într-o formă clară și demonstrată cu ajutorul unor experiențe convingătoare, ci s-a pierdut în marea varietate de ipoteze care au fost propuse pentru elucidarea naturii radiațiilor catodice.

Semnalăm, ca o curiozitate, că pe adepții celor două teorii îi despărțeau nu numai ideile lor, dar și distanțele geografice: grupul fizicienilor care considerau că radiațiile catodice au o natură corpusculară, din care făceau parte, alături de Crookes, *Arthur Schuster* (1851—1934) și *John Joseph Thomson* (1856—1940), își desfășura activitatea în Anglia, iar celălalt grup, din care făceau parte, alături de Goldstein, *Heinrich Hertz* (1857—1894) și *Phillipp Eduard Lenard* (1862—1947), în Germania. Evident, nu se poate afirma că toți fizicienii englezi erau adepții modelului corpuscular, iar toți fizicienii germani ai modelului ondulatoriu. Astfel, de exemplu, fizicianul german Helmholtz era adeptul modelului corpuscular. A încercat chiar să-l convingă și pe Goldstein, dar nu a reușit.

În cele ce urmează, vom sistematiza proprietățile radiațiilor catodice, puse în evidență de experiențele pe care le-am prezentat și vom încerca să le interpretăm prin prisma celor două modele. Radiațiile catodice au următoarele proprietăți:

(1) — *se propagă în linie dreaptă,*
(2) — *transportă energie,*
(3) — *au impuls,*
(4) — *sînt deviate de un cîmp magnetic,*
(5) — *produc fluorescența unor substanțe.*

Cu ajutorul modelului corpuscular proprietățile se pot explica, extrem de simplu, dacă se consideră că particulele componente au sarcină negativă.

Și cu ajutorul modelului ondulatoriu se pot explica aceste proprietăți, cu excepția proprietății (4) despre care se credea

Scanned with OKEN Scanner

că necesită unele considerații și experiențe suplimentare. În acea perioadă, nu fusese stabilit încă teoretic că ecuațiile lui Maxwell exclud posibilitatea ca o undă electromagnetică să poată fi deviată de un cîmp magnetic. Mai mult, exista chiar un fenomen — efectul Faraday, despre care se credea că prezintă unele asemănări cu devierea radiațiilor catodice, presupuse a fi unde electromagnetice, într-un cîmp magnetic. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?* p. 224, planul de polarizare al unei unde luminoase care se propagă prin unele medii poate fi rotit, dacă se aplică un cîmp magnetic. Același efect nu se observă în cazul în care lumina se propagă prin vid, ceea ce denotă că, de fapt, nu are loc o interacțiune directă între undele electromagnetice și cîmpul magnetic, ci prin intermediul unor medii care, atunci cînd se află în cîmp magnetic, capătă proprietatea de a roti planul de polarizare. Desigur, cel mai simplu era să se presupună că „eterul" din tub ar avea unele proprietăți speciale printre care și aceea de deviere a radiațiilor catodice atunci cînd este prezent un cîmp magnetic, presupunere care a fost adoptată de adepții modelului ondulatoriu.

EXPERIENȚELE LUI GOLDSTEIN

Fizicienii acelor vremuri aveau de ales între aceste două modele. Se părea că modelul corpuscular, reușind să explice fără nici o complicație toate proprietățile radiațiilor catodice, ar corespunde realității fizice. Cu aceasta însă problema naturii radiațiilor catodice nu era rezolvată: trebuia să se precizeze care sînt principalele caracteristici ale corpusculilor componenți. În plus, au mai fost efectuate unele experiențe care se părea că nu puteau fi puse de acord cu modelul corpuscular.

Scanned with OKEN Scanner

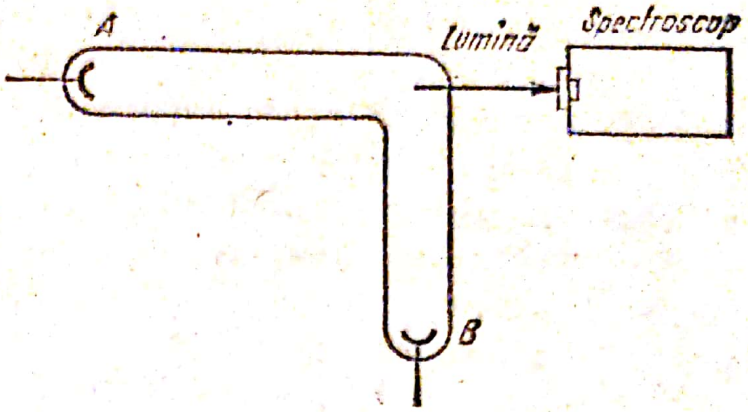


Fig. 21. Schema tubului utilizat de Goldstein pentru a pune în evidență efectul Doppler

Astfel, în anul 1880, Tait a arătat că dacă radiațiile catodice ar fi formate din corpusculi care s-ar deplasa de la catod la anod, atunci ar trebui să se observe efectul Doppler. Particularitățile efectului Doppler au fost prezentate în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 131. S-a arătat că lungimea de undă a luminii, determinată de un observator, prezintă o modificare dacă sursa se află în mișcare, față de situația în care ar avea o poziție fixă. Toate încercările lui Tait de a pune în evidență această variație a lungimii de undă au fost infructuoase.

Aceeași problemă este studiată și de Goldstein, care era adeptul modelului ondulatoriu. În acest scop, Goldstein a construit un tub avînd forma literei *L* (vezi fig. 21).

Cei doi electrozi erau identici. Din fig. 21 se observă că dacă electrodul *A* este catodul, atunci lumina care ajunge în spectroscop este emisă de corpusculii care se apropie de punctul de observație. Din contră, în cazul în care electrodul *B* este catodul, lumina care este analizată de spectroscop provine de la corpusculii care se deplasează de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea de observație. Conectînd cei doi electrozi la bornele sursei de alimentare și apoi inversînd polaritățile, Goldstein a constatat, în urma unor măsurători foarte precise pentru acea epocă, că nu apare o modificare a lungimii de undă.

Tot Goldstein a arătat că radiațiile catodice nu pot fi formate din moleculele gazului rezidual din tub. Astfel, Goldstein a făcut experiențe cu un tub de descărcare lung de 90 cm, în care a realizat o presiune de 0,008 torr. La această

presiune, parcursul liber mijlociu, adică distanța medie dintre două ciocniri succesive este de aproximativ 6 mm. Dacă radiațiile catodice ar fi constituite din molecule, atunci o moleculă care s-ar deplasa de la catod la anod ar reuși să străbată un drum de 150 ori mai mare decît parcursul liber mijlociu. Cu ajutorul relațiilor date de teoria cinetică a gazelor, se obține că numai o singură moleculă din 10^{65} molecule poate să realizeze o asemenea „performanță", adică să străbată un drum egal cu 150 de parcursuri libere, fără să sufere vreo ciocnire care să o devieze de la traiectoria rectilinie dintre catod și anod. Avînd în vedere valoarea extrem de mică a acestei proporții, Goldstein ajunge la concluzia că *nu se poate admite că radiațiile catodice ar fi formate din moleculele gazului din tub*. Singura posibilitate care mai rămînea, după Goldstein, este să se admită că radiațiile catodice ar avea o natură ondulatorie, fiind radiații electromagnetice, cu lungimi de undă mai mici decît cele ale radiațiilor ultraviolete, deoarece undele electromagnetice au posibilitatea să se propage în linie dreaptă de-a lungul unor distanțe mult mai mari decît cea dintre catodul și anodul tubului său.

EXPERIENȚA LUI SCHUSTER

Schuster a fost primul fizician care a utilizat devierea radiațiilor catodice produsă de un cîmp magnetic pentru a obține cunoștințe cantitative asupra proprietăților particulelor din care presupunea că sînt formate radiațiile catodice. Astfel, Schuster a considerat o particulă de masă m, încărcată cu sarcina electrică q, care se deplasează inițial de-a lungul unei traiectorii rectilinii cu viteza $\vec{v}$, într-o regiune fără cîmp magnetic. În continuare, particula pătrunde într-o regiune în care din exterior s-a aplicat un cîmp magnetic de inducție $\vec{B}$, perpendicular pe viteza $\vec{v}$ (vezi fig. 22).

Scanned with OKEN Scanner

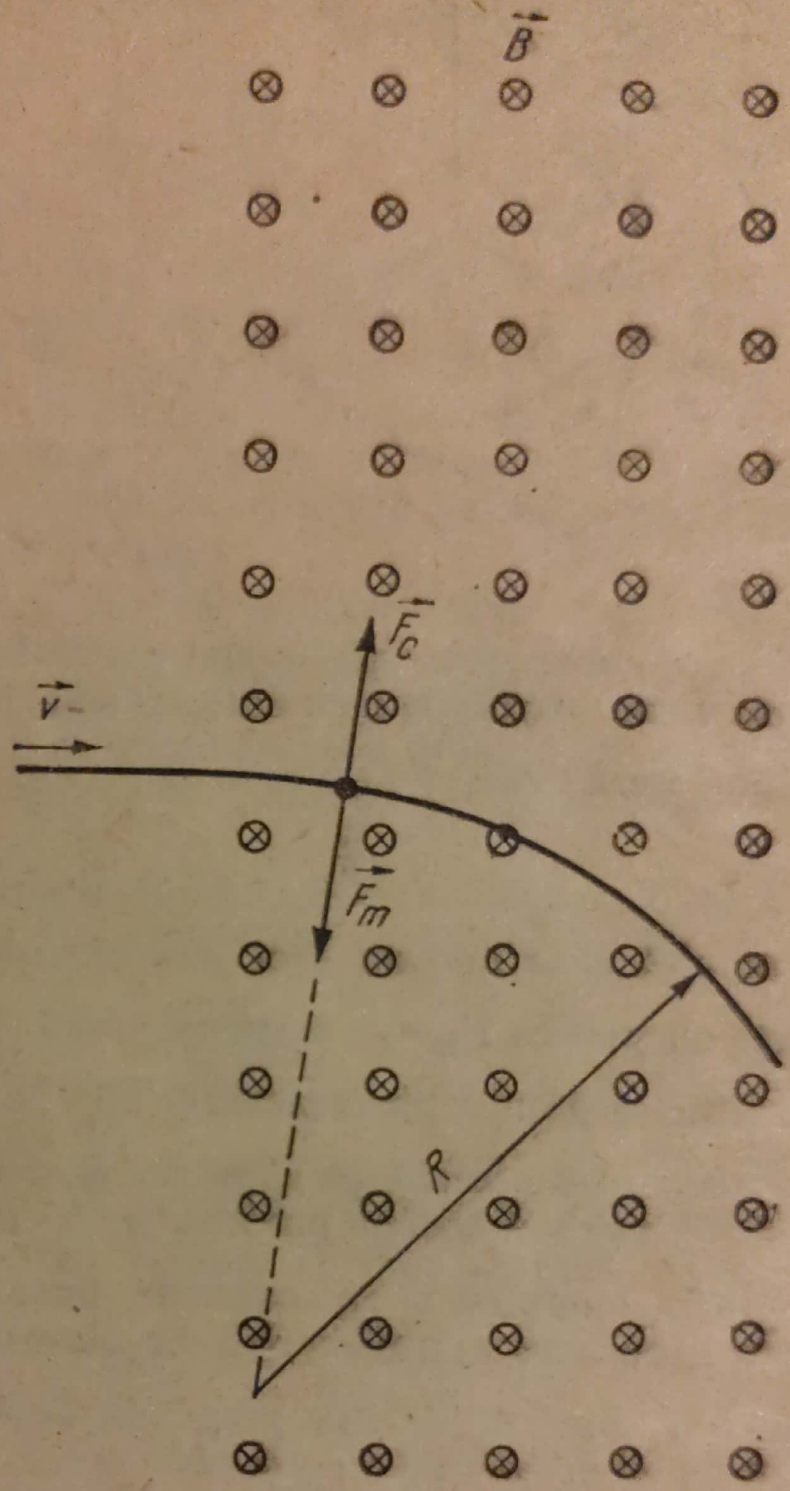


Fig. 22. Traiectoria unei particule încărcate care se deplasează într-o regiune cu cîmp magnetic

Simbolul ⊗ indică un vector care intră în planul figurii (semnul ⊗ fiind coada săgeții) iar simbolul ⊙ un vector care ieșe din planul figurii (semnul ⊙ fiind vîrful săgeții)

Scanned with OKEN Scanner

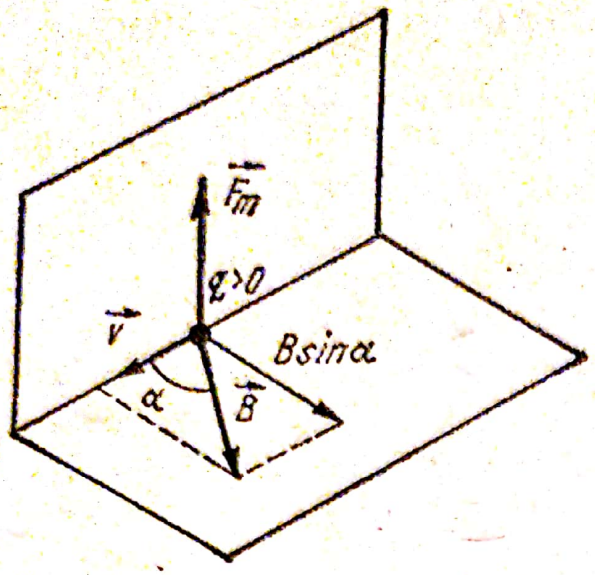


Fig. 23. Forța Lorentz

După cum se știe, un cîmp magnetic de inducție $\vec{B}$ exercită asupra unei particule încărcată cu sarcina electrică q și care se deplasează cu viteza $\vec{v}$, o forță $\vec{F}_m$ egală cu

$$\vec{F}_m = q\,\vec{v} \times \vec{B}, \tag{6}$$

denumită *forță Lorentz*. Din această relație, se observă că forța magnetică $\vec{F}_m$ este perpendiculară pe planul determinat de viteza $\vec{v}$ și inducția $\vec{B}$ (vezi fig. 23). În cazul în care viteza $\vec{v}$ este perpendiculară pe inducția $\vec{B}$, forța are modulul de valoare maximă egal cu produsul $q \cdot v \cdot B$.

În regiunea cu cîmp magnetic, forța magnetică $\vec{F}_m$ produce o curbare a traiectoriei. Se observă ușor că deoarece forța $\vec{F}_m$ este întotdeauna perpendiculară pe viteza $\vec{v}$, indiferent de orientarea pe care aceasta o are, traiectoria în regiunea cu cîmp magnetic reprezintă o porțiune dintr-un cerc. Acest rezultat este confirmat de integrarea ecuațiilor de mișcare.

Raza R a cercului se determină din condiția de egalitate a forței magnetice $F_m = q \cdot v \cdot B$, cu forța centrifugă $F_c = mv^2/R$, din care rezultă că raportul q/m dintre sarcina q

și masa m, raport care se numește *sarcină specifică*, are valoarea

$$\frac{q}{m} = \frac{v}{BR}. \qquad (7)$$

Inducția magnetică B și raza cercului R sînt mărimi care se pot determina experimental. Viteza v a particulelor este însă necunoscută. Lui Schuster îi era clar că mai avea nevoie de încă o informație din care să determine viteza. Cu toate că a făcut numeroase încercări, nu a reușit să determine valoarea vitezei. A reușit însă să estimeze limitele între care este cuprinsă valoarea acesteia.

Astfel, Schuster a arătat că valoarea maximă a energiei cinetice pe care o pot avea particulele este egală cu energia pe care ar prelua-o de la cîmpul electric dintre anod și catod, în situația în care s-ar propaga în linie dreaptă. Notînd cu U diferența de potențial dintre anod și catod, se obține că $1/2 \cdot mv^2 = qU$.

Din această ecuație și din relația (7) se obține că valoarea maximă a sarcinii specifice este:

$$\frac{q}{m} = \frac{2U}{B^2R^2}. \qquad (8)$$

Înlocuind valorile determinate experimental ($U = 225$ V, $B = 200 \cdot 10^{-4}$ Wb/m^2, $R = 0{,}01$ m), Schuster a obținut că valoarea sarcinii specifice trebuie să fie mai mică de 10^{10} C/kg.

În ceea ce privește limita inferioară, Schuster a considerat că viteza particulelor nu poate să fie mai mică decît viteza medie a moleculelor de aer, în condiții normale, viteză care are valoarea de aproximativ 1 000 m/s. Înlocuind această valoare în relația (7) și utilizînd celelalte mărimi determinate experimental, Schuster a obținut că sarcina specifică trebuie să fie mai mare de $5 \cdot 10^6$ C/kg.

Raționamentele lui Schuster au arătat deci că sarcina specifică ar avea o valoare cuprinsă între 10^6 și 10^{10} C/kg.

Scanned with OKEN Scanner

Ca și Crookes, Schuster considera că radiațiile catodice sînt formate din particule încărcate cu sarcină electrică negativă. El însă nu împărtășea punctul de vedere al lui Crookes privitor la mecanismul formării radiațiilor catodice. Crookes susținea că radiațiile catodice sînt constituite din moleculele gazului rezidual, inițial neutre din punct de vedere electric, care, prin ciocnire cu catodul, achiziționează o sarcină electrică negativă, după care sînt puternic respinse. Ce l-a determinat pe Schuster să nu fie de acord cu mecanismul lui Crookes? Motivul pare astăzi naiv: Schuster era de părere că nu este posibil ca „fluidul electric", care este răspunzător de proprietățile electrice ale corpurilor, să treacă de la catod la moleculele din tub, deoarece și ultimele reprezintă, în fond, tot un fel de fluid.

Schuster sugera că particulele negative din care sînt constituite radiațiile catodice provin, prin divizarea unei molecule, inițial neutre, în două părți încărcate cu sarcină pozitivă, respectiv negativă. Partea încărcată cu sarcină pozitivă ar fi absorbită de catodul negativ, iar cea încărcată cu sarcină negativă ar fi puternic respinsă de același catod.

De asemenea, Schuster a arătat că absența deplasării Doppler se poate explica foarte simplu dacă se presupune că lumina nu este emisă de particulele componente ale radiațiilor catodice, ci de moleculele gazului rezidual cu care ele se ciocnesc și cărora le transferă astfel energie.

EXPERIENȚELE LUI HERTZ

Cum era și natural, Hertz — descoperitorul undelor electromagnetice, considera că radiațiile catodice ar avea o natură ondulatorie. Această convingere nu și-a format-o în mod subiectiv, ci în urma unor numeroase experiențe.

S-a arătat că pentru alimentarea tuburilor de descărcare, fizicienii acelor timpuri utilizau bobine de inducție. Studiul

Scanned with OKEN Scanner

luminii emise de către aceste tuburi, efectuat cu ajutorul metodei oglinzilor rotitoare, a arătat că descărcarea nu are un caracter continuu, ci pulsatoriu. Radiațiile catodice nu sînt deci emise continuu, ci în impulsuri. Oare, aceste impulsuri se datoresc sursei de alimentare sau sînt determinate de însuși procesul de generare a radiațiilor catodice? Aceasta a fost întrebarea pe care și-a pus-o Hertz.

Răspunsul la această întrebare îl putea obține numai dacă ar aplica între electrozii tubului o tensiune riguros continuă. În acest scop, Hertz a construit el însuși o baterie formată din 1 000 de acumulatoare, obținînd, astfel, o tensiune continuă de 2 000 V. Cu o asemenea sursă de tensiune, Hertz a constatat (de asemenea, cu ajutorul metodei oglinzilor rotitoare) că lumina emisă nu mai este pulsatorie, ci continuă.

Hertz nu s-a mulțumit numai cu această verificare. Astfel, el a introdus, în serie cu tubul de radiații catodice și cu sursa de alimentare, o punte Wheatstone formată din asemenea elemente, încît era echilibrată în curent continuu, dar dezechilibrată în curent alternativ. În acest mod, dacă curentul care circulă prin tub ar avea o componentă alternativă, atunci între celelalte extremități corespunzătoare ale punții ar apărea o tensiune electrică. Experiența a arătat că nu apare tensiune între bornele corespunzătoare ale punții.

Aceste două verificări au arătat în mod indiscutabil că *radiațiile catodice sînt emise continuu*. În celelalte experiențe, totul se datorește faptului că sursa de alimentare cu tensiune electrică este pulsatorie.

Radiațiile catodice sînt deviate de un cîmp magnetic într-un asemenea sens încît dacă se presupune că ele ar fi formate din particule încărcate cu sarcină electrică, atunci sarcina lor ar trebui să fie negativă. Hertz a verificat această concluzie și a constatat că ea corespunde realității. Mai mult, Hertz a reușit să pună în evidență chiar *devierea radiațiilor catodice de către cîmpul magnetic terestru*, cîmp, care, așa după cum se știe, este foarte slab. *Dacă*, într-adevăr, *radiațiile catodice ar fi formate din particule încărcate cu sarcină negativă, atunci aceste radiații ar trebui să transporte*

sarcina electrică, să creeze un cîmp magnetic și să fie deviate de un cîmp electric — se gîndea Hertz. Pentru a-și da seama dacă într-adevăr radiațiile catodice prezintă aceste fenomene, Hertz a făcut o serie de experiențe pe care le vom prezenta în cele ce urmează.

Schema unei prime experiențe este reprezentată în fig. 24. În interiorul unui tub de sticlă, Hertz a introdus cei doi electrozi, catodul *C* și anodul *A*, care sînt nelipsiți din orice experiență cu radiații catodice. Catodul avea forma unui disc, iar anodul era un cilindru care „îmbrățișa" catodul, și avea un orificiu central *H* în partea opusă. În plus, Hertz a mai introdus în interiorul tubului un al treilea electrod *A'*, care

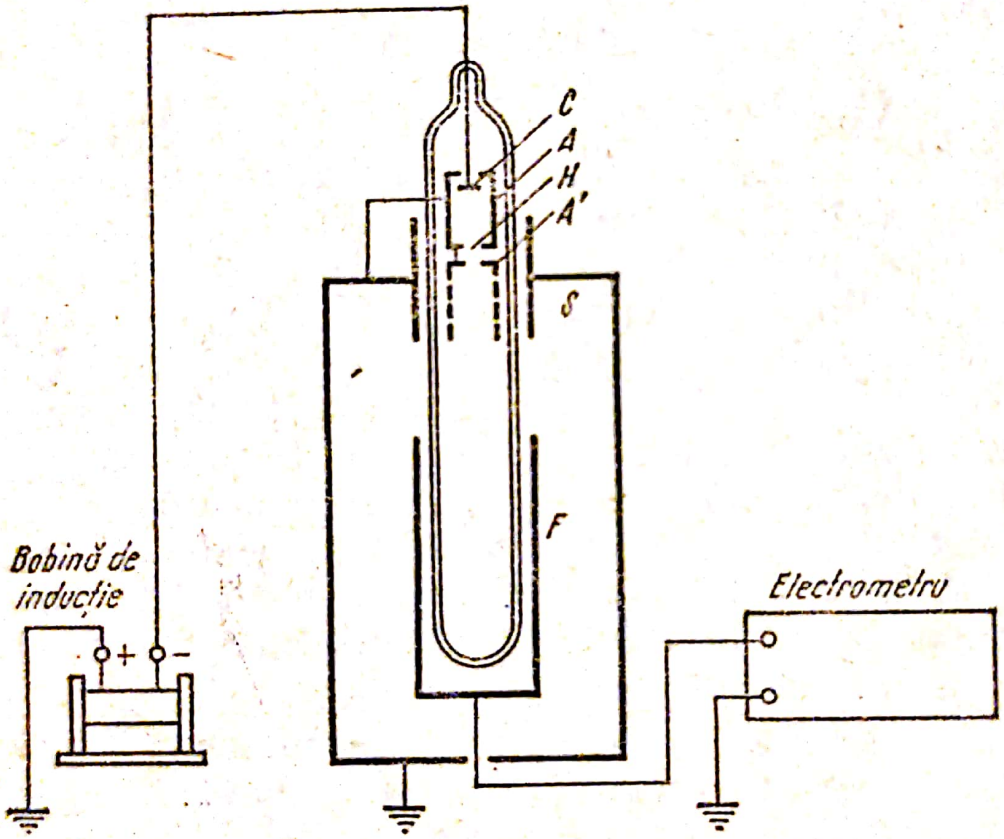


Fig. 24. Schema experienței lui Hertz pentru determinarea sarcinii electrice transportată de radiațiile catodice

avea, de asemenea, forma unui cilindru însă care era confecționat dintr-o plasă de sîrmă. Acest electrod l-a conectat la anod. În exteriorul tubului a montat un cilindru metalic *S*, de ecranare. Catodul l-a conectat la borna negativă a unei

bobine de inducție. Cealaltă bornă, adică cea pozitivă, a legat-o la anodul A, electrodul A' și cilindrul de ecranare S și apoi a conectat-o la masa întregului dispozitiv experimental. Prin această conexiune, Hertz a urmărit ca în interiorul tubului, cîmpul electric să fie nul, cu excepția regiunii dintre catod și anod.

În vederea măsurării sarcinii electrice transportată de radiațiile catodice, Hertz a utilizat un cilindru Faraday F în care a introdus extremitatea tubului opusă catodului și un electrometru. Principiul experienței apare mai clar dacă facem, în prealabil, o descriere a funcționării acestor două dispozitive.

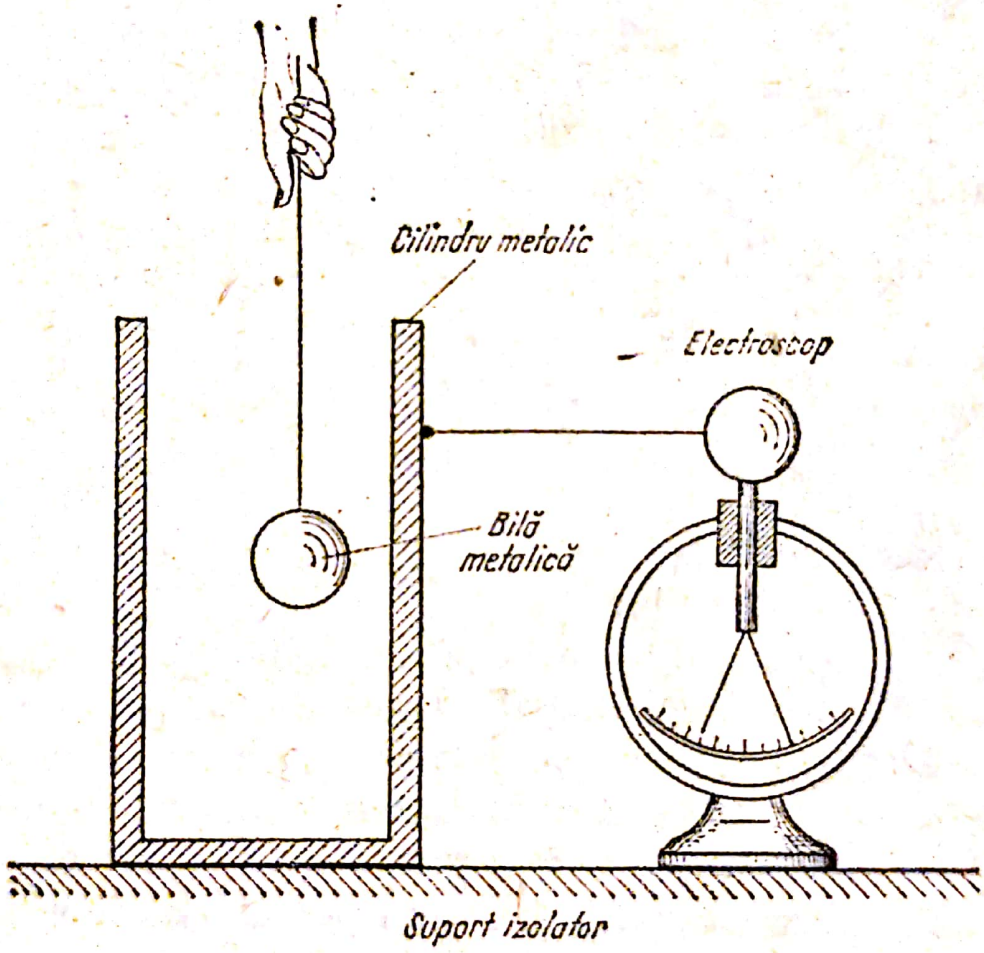


Fig. 25. Schema experienței lui Faraday

Într-un articol publicat în anul 1843 în *Philosophical Magazine*, Faraday a descris o experiență a cărei schemă este reprezentată în fig. 25. Partea principală a instalației experi-

mentale o constituie un cilindru metalic care este așezat pe un suport izolant. Cilindrul este conectat cu ajutorul unui fir metalic la un electroscop cu foițe de aur, foarte sensibil. În interiorul cilindrului, se poate introduce o bilă metalică (de alamă) care, în acest scop, este suspendată cu ajutorul unui fir izolant (de mătase albă). Cu ajutorul acestui dispozitiv, atît de simplu, Faraday a făcut unele observații care sînt importante pentru înțelegerea experiențelor lui Hertz, precum și a altor fizicieni.

La începutul experienței, Faraday a avut grijă ca ansamblul format din cilindru și electroscop să nu aibă sarcină electrică. În continuare, a încărcat bila metalică cu sarcină electrică de un anumit semn și apoi a introdus-o în interiorul cilindrului metalic, avînd grijă să nu vină în contact cu el. Deși bila nu venea în contact cu cilindrul, foițele de aur ale electroscopului fuseseră deviate.

Acest fenomen i-a atras imediat atenția și s-a hotărît să-l studieze mai atent. În primul rînd, a determinat semnul sarcinii cu care se încarcă electroscopul. A constatat că indiferent de semnul sarcinii bilei, electroscopul se încarcă cu o sarcină de același semn. În al doilea rînd, a observat că pe măsură ce bila este introdusă din ce în ce mai adînc în interiorul cilindrului, deviațiile foițelor electroscopului sînt, la început, din ce în ce mai mari, dar, în continuare, deviațiile nu mai cresc, deși bila este coborîtă, din ce în ce mai mult, înspre fundul cilindrului.

Aceste observații se explică prin fenomenul de influență sau *inducție electrostatică*. Esența fenomenului apare mai clar dacă considerăm că într-o regiune a spațiului, în care există un cîmp electric uniform, introducem un cilindru metalic, ca în fig. 26, adică avînd axa paralelă cu liniile de cîmp.

Cîmpul electric acționează asupra purtătorilor de sarcină din corpul metalic, care se pot deplasa relativ liberi în interiorul acestuia, cu niște forțe îndreptate de-a lungul direcției sale. Sub acțiunea acestor forțe, purtătorii de sarcină se deplasează înspre capetele cilindrului, formîndu-se, astfel, în aceste regiuni două sarcini egale și de semne contrare.

Scanned with OKEN Scanner

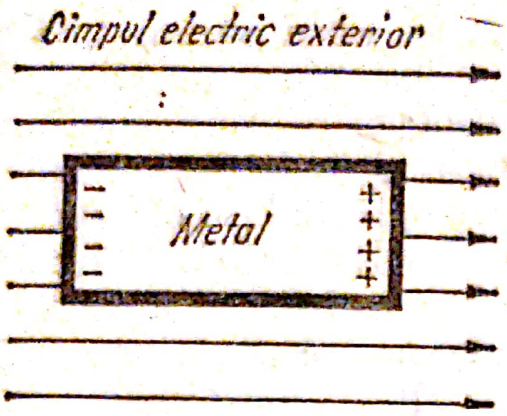


Fig. 26. Fenomenul de inducție electrostatică

De fapt, în realitate, într-un metal există numai purtători liberi de sarcină negativă (electroni). Purtătorii de sarcină pozitivă nu se pot deplasa. Această precizare, care pe vremea lui Faraday nu era cunoscută, nu modifică cu nimic esența fenomenelor. Într-adevăr, dacă purtătorii de sarcină negativă se acumulează într-o regiune, atunci în acea regiune apare o sarcină negativă. De asemenea, dacă ei pleacă dintr-o regiune, atunci în acea regiune apare o sarcină pozitivă, determinată de purtătorii de sarcină pozitivă care nu au posibilitatea de a se deplasa.

Cele două sarcini electrice egale și de semne contrare de la capetele cilindrului, creează un cîmp electric, care, pentru a-l deosebi de cel din exterior, îl vom denumi cîmp electric interior. Acest nou cîmp este îndreptat de-a lungul aceleiași direcții ca și cel exterior însă în sens contrar și acționează asupra purtătorilor de sarcină cu forțe îndreptate de-a lungul aceleiași direcții însă, de asemenea, în sensuri contrare. Se observă ușor că în final se ajunge la o situație de echilibru în care deplasarea purtătorilor de sarcină din corpul metalic produce o asemenea distribuție a sarcinii electrice pe suprafața acestuia, încît cîmpul electric intern compensează exact cîmpul din exterior. Deci, prin introducerea unui corp metalic într-un cîmp electric, se produce o separare de sarcini electrice la suprafața acestuia.

Să revenim la experiența lui Faraday și să considerăm că bila metalică se află introdusă în interiorul cilindrului, la o adîncime mai mică decît cea pentru care deviațiile foițelor electroscopului sînt maxime. Bila creează un cîmp electric

ale cărui linii pleacă de pe suprafața sa, dacă ea este încărcată cu o sarcină pozitivă. O parte din linii ajung pe cilindru, determinînd separarea unei sarcini electrice de semn contrar, adică negativă. Deoarece ansamblul cilindru-electroscop este, pe de o parte izolat, iar pe de altă parte, inițial nu era încărcat, rezultă că electroscopul trebuie să se încarce cu o sarcină electrică de semn contrar cu cea a cilindrului, adică de același semn cu cea a bilei. Celelalte linii care pleacă de pe bilă și nu ajung pe cilindru, se opresc pe alte corpuri vecine determinînd, în cazul în care ele sînt metalice, de asemenea, separarea unei sarcini electrice.

Pe măsură ce bila este introdusă din ce în ce mai adînc în interiorul cilindrului, numărul liniilor de cîmp care reușesc să „evadeze" din interiorul acestuia devine din ce în ce mai mic. Din această cauză, sarcinile care se separă pe cilindru, respectiv pe electroscop, devin din ce în ce mai mari. Continuînd să coborîm bila, constatăm că, începînd de la o anumită adîncime, toate liniile rămîn „prizoniere" în interiorul cilindrului. Întrucît numărul liniilor care ajung pe cilindru rămîne același și sarcinile care se separă vor fi constante, se explică absența creșterii în continuare a deviațiilor forțelor electroscopului.

În situațiile în care deviația electroscopului este maximă, sarcinile care se separă pe cilindru, respectiv pe electroscop, sînt egale în valoare absolută cu cea a bilei. Într-adevăr, în aceste cazuri, toate liniile care pleacă de pe bilă ajung în final pe pereții cilindrului.

Dacă bila este încărcată cu sarcină electrică negativă, fenomenele sînt aceleași, singura deosebire constînd în faptul că liniile de cîmp în loc să plece de pe bilă, ajung pe ea, adică își inversează sensul. Într-adevăr, așa după cum se știe, liniile cîmpului electric „pleacă" de pe corpurile încărcate cu sarcină pozitivă și „ajung" pe corpurile cu sarcină negativă.

Cu ajutorul aceluiași fenomen, de influență electrostatică, se explică fenomenul de ecran. Să revenim la cazul cilindrului introdus în cîmp electric (vezi fig. 26). S-a arătat că prin deplasarea purtătorilor de sarcină, în fiecare punct din interiorul corpului metalic ia naștere un cîmp electric

Scanned with OKEN Scanner

intern care este egal și de sens contrar cu cel exterior. În consecință, *cîmpul electric rezultant, din interiorul corpului metalic, este nul.* Fenomenele nu se modifică dacă în interiorul cilindrului se află o cavitate. În cavitate, de asemenea, cîmpul electric este nul. Rezultă că *liniile de cîmp din exteriorul unui corp metalic nu pot pătrunde în interiorul unei cavități existente în acesta.*

Efectul menționat este utilizat pentru construirea așa-numitelor *ecrane electrice* (electrostatice), care, așa după cum arată și numele, împiedică liniile de cîmp electric să pătrundă într-o anumită regiune din spațiu. În acest scop, regiunea respectivă este înconjurată de o suprafață metalică realizată din tablă sau uneori din plasă metalică, care este conectată la masă. Pentru ca în regiunea ecranată să se poată introduce diferite dispozitive sau să se poată efectua unele experiențe, suprafața de ecranare nu poate fi întotdeauna închisă. În acest caz, deși regiunea din interiorul suprafeței nu este închisă, ecranarea este totuși eficace, deși este parțială. Într-adevăr, numai o mică parte din numărul liniilor de cîmp reușesc să pătrundă în interiorul regiunii ecranate, număr care poate fi mișcorat printr-o alegere judicioasă a dimensiunilor.

Ecranele sînt foarte des utilizate în multe experiențe pentru a anula sau micșora efectul perturbator al diferiților factori exteriori. Astfel, chiar în cazul experienței pe care o prezentăm, Hertz a utilizat trei ecrane: anodul A, electrodul din plasă de sîrmă A', precum și cilindrul metalic S.

În același timp, unul dintre acești electrozi joacă și rolul de anod. Într-adevăr, deoarece anodul este conectat la masă, iar catodul la un potențial negativ, rezultă că anodul are un potențial pozitiv față de catod, creîndu-se astfel cîmpul de accelerare necesar formării radiațiilor catodice. Aceasta nu modifică însă rolul de ecran al anodului, care are o cavitate în interiorul său și care este conectat la masă. Anodul nu ar fi reprezentat un ecran chiar dacă ar fi fost conectat la masă, în situația în care ar fi avut, de exemplu, forma unui disc, eventual cu un orificiu central pentru a putea fi străbătut de radiațiile catodice.

Scanned with OKEN Scanner

Se observă că prin acest aranjament, Hertz a urmărit ca în interiorul tubului să nu se creeze un cîmp electric, evident cu excepția regiunii foarte înguste din vecinătatea catodului, cîmp care este indispensabil pentru accelerarea radiațiilor catodice. Cîmpul din celelalte regiuni ale tubului, dacă există, poate fi deci creat numai de către cauze interne, adică numai de radiațiile catodice.

Radiațiile catodice nu se formează decît dacă, într-un tub vidat, între anod și catod se aplică o tensiune înaltă, sub acțiunea căreia prin firele de conexiune și prin tub circulă un curent electric. Radiațiile catodice trebuie deci să fie asociate cu circulația unui curent electric. Hertz nutrea convingerea că propagarea radiațiilor catodice și circulația curentului ar fi două fenomene separate, între care ar exista unele legături. Din această cauză, Hertz a urmărit ca prin dispunerea electrozilor să obțină în regiunea tubului, opusă catodului, ceea ce el a denumit *„raze catodice pure"*, adică separate de ceea ce ar determina circulația curentului electric.

Cel de-al doilea dispozitiv utilizat în experiența lui Hertz, a fost un electrometru. *Electrometrul este un instrument care se folosește pentru detectarea și măsurarea diferenței de potențial sau a sarcinii electrice cu ajutorul forțelor mecanice ce se exercită între corpurile încărcate cu sarcină electrică.* Electrometrul ar fi deci un fel de voltmetru. Spre deosebire însă de celelalte tipuri de voltmetre, cum ar fi cele magnetoelectrice, electromagnetice, electrodinamice, *un electrometru are o rezistență internă foarte mare, teoretic infinită.* Curentul electric absorbit de către un electrometru de la circuitul la care este conectat este, din acest motiv, foarte mic, practic neglijabil.

Această calitate face ca electrometrul să fie de neînlocuit în multe experiențe, cum ar fi de exemplu cea a lui Hertz. Într-adevăr, Hertz dorea să măsoare sarcina electrică din interiorul cilindrului Faraday F, care, prin influență electrostatică, crează o sarcină de semn contrar pe cilindru. Să presupunem că am înlocui electrometrul din schema reprezentată în fig. 24, cu un voltmetru „uzual" cum ar fi, de exem-

plu, de tip magnetoelectric. Pentru deviața acului indicator este necesar ca prin bobina echipajului mobil, aflată în cîmpul magnetic creat de un magnet permanent, să treacă un curent electric. Este adevărat că se iau măsuri speciale pentru ca acest curent să aibă valori cît mai mici, totuși el rămîne diferit de zero. În cazul experienței lui Hertz, sarcina de pe cilindrul lui Faraday găsește, prin intermediul voltmetrului o cale de a se „scurge" la masa dispozitivului experimental, ceea ce are ca efect o modificare esențială a condițiilor în care are loc experiența. Din contră, dacă în locul voltmetrului magnetoelectric se utilizează un electrometru, atunci această cale de scurgere a sarcinii către masă este întreruptă, deoarece electrometrul are teoretic o rezistență infinită. În realitate, și în acest caz apar „scurgeri de sarcină", nu numai prin electrometru, dar aceste pierderi sînt mult mai mici decît cele din cazul în care se utilizează un voltmetru magnetoelectric.

Hertz a utilizat un *electrometru cu cuadranți*. Schema electrometrului, reprezentată în fig. 27, arată că este format

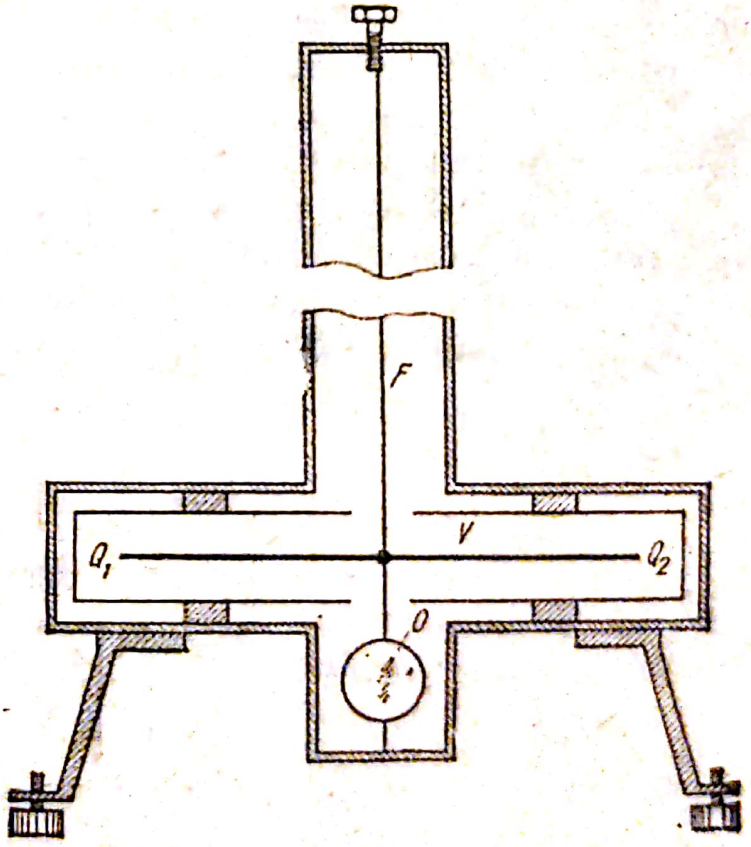


Fig. 27. Electrometrul cu cuadranți: (*a*) secțiune,

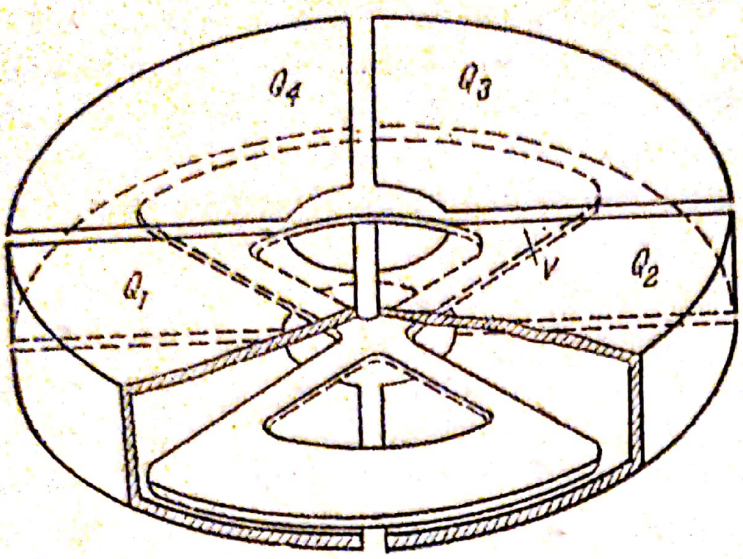


Fig. 27. (*b*) vedere în perspectivă a cuadranților și a paletei

dintr-o cutie de „pilule" divizată în patru părți cu ajutorul unor tăieturi radiale, părți care se numesc *cuadranți* și care sînt notați cu Q_1, Q_2, Q_3 și Q_4. În interiorul lor, suspendată de un fir F de torsiune, se află o paletă metalică V pe care este montată o oglindă O. Paleta se poate roti în jurul axei verticale „materializate" de firul de torsiune. Poziția unghiulară a paletei se determină cu ajutorul unui fascicul de lumină care este îndreptat către oglinda montată pe fir.

Cum se măsoară diferența de potențial dintre două puncte A și B? În acest scop, cuadranții Q_1 și Q_3 se leagă între ei și apoi se conectează la unul din puncte (punctul A); cuadranții Q_2 și Q_4 se leagă, de asemenea, între ei și apoi la celălalt punct (punctul B), iar paleta mobilă V este menținută la un potențial fix față de una din perechile de cuadranți cu ajutorul bateriei B (vezi fig. 28). În funcție de diferența

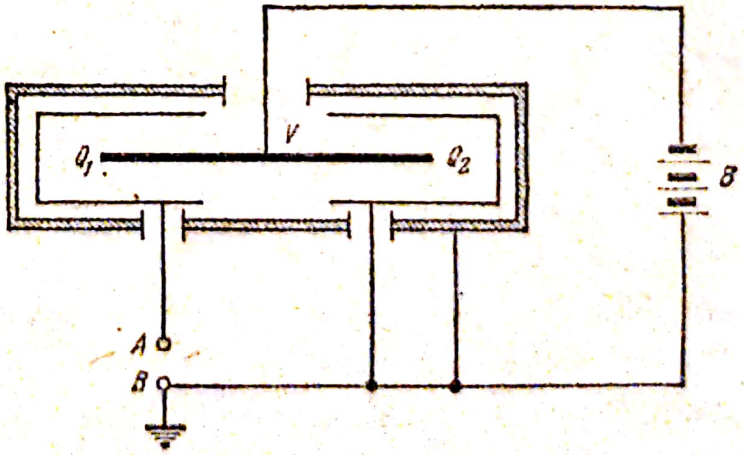


Fig. 28. Schema de conectare a electrometrului cu cuadranți pentru măsurarea diferenței de potențial dintre două puncte A și B

de potențial dintre cele două perechi de cuadranți și de elasticitatea firului de torsiune, sub acțiunea forțelor de natură electrostatică, paleta mobilă se rotește cu un anumit unghi, care este măsurat cu ajutorul fasciculului de lumină. Din curba de etalonare a aparatului, pentru valoarea corespunzătoare a potențialului paletei, se determină diferența de potențial dintre cele două perechi de cuadranți.

Deoarece diferența de potențial de măsurat se aplică între două perechi de cuadranți, care sînt izolați între ei, curentul absorbit de electrometru este teoretic nul. În realitate, datorită imperfecțiunilor izolației, electrometrul absoarbe totuși un curent, care însă fiind foarte mic, este neglijabil.

După această digresiune, să revenim la experiența lui Hertz. Ideea experienței este simplă: în partea opusă catodului, sticla tubului devine fluorescentă, ceea ce înseamnă că în această regiune ajung radiațiile catodice; dacă radiațiile ar transporta sarcina electrică, atunci electrometrul conectat la cilindrul Faraday ar trebui să indice acest lucru.

Înainte de începerea experienței, Hertz a scos tubul de sticlă din cilindrul lui Faraday, iar în interiorul acestuia a introdus, ca și marele său înaintaș, o sferă metalică, încărcată cu o sarcină electrică relativ mică. Cum era de așteptat, paleta mobilă a electrometrului s-a rotit cu unghi relativ mare, ceea ce înseamnă că aparatura funcționa corect. În continuare, Hertz a introdus în interiorul cilindrului F o tijă metalică, avînd grijă ca ea să nu atingă pereții metalici ai acestuia. Tija a conectat-o la borna negativă a bobinei de inducție. Reamintim că borna pozitivă a bobinei era conectată la masa întregului dispozitiv experimental și că anodul A, electrodul A' din plasa de sîrmă, cilindrul de ecranare S și una din perechile de cuadranți ale electrometrului erau legate, de asemenea, la masă. După ce a pus în funcțiune bobina de inducție, Hertz a constatat, așa cum era de așteptat, că paleta mobilă a electrometrului este puternic deviată.

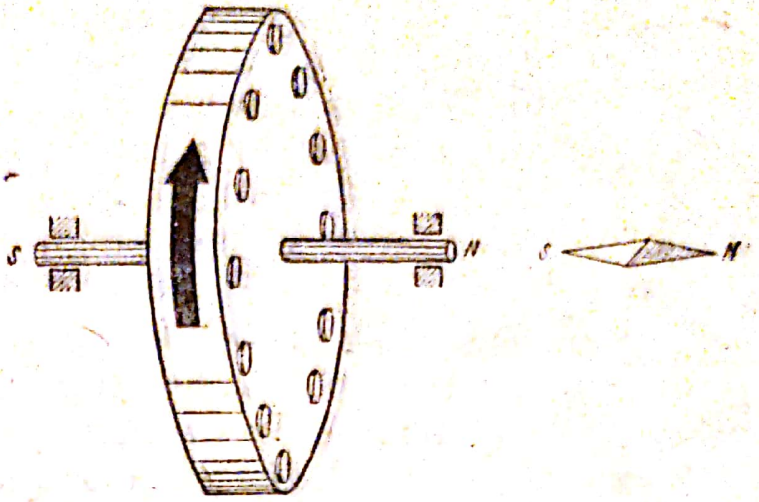
Hertz se aștepta ca aceeași deviație a paletei electrometrului să apară și în cazul în care locul tijei metalice este preluat de tubul cu radiații catodice. A constatat însă că devia-

ţiile electrometrului sînt de sute de ori mai mici decît cele din cazul tijei metalice, şi că, în plus, mai sînt şi neregulate. A repetat experienţa din nou, avînd grijă ca — iniţial — tubul de sticlă să nu aibă sarcini electrice. După ce punea în funcţiune bobina de inducţie, electrometrul indica formarea unei sarcini electrice pe tubul de sticlă, în regiunea opusă catodului însă, în continuare, deviaţiile erau de sute de ori mai mici şi neregulate. Aceste constatări l-au determinat să afirme că efectele puse în evidenţă de către electrometru sînt secundare şi că *radiaţiile catodice nu transportă sarcină electrică în spaţiul din interiorul tubului.*

Hertz era un om de ştiinţă prea mare ca să se mulţumească numai cu o singură experienţă. Ideea următoarei verificări i-a fost sugerată de experienţa lui *Henry Augustus Rowland* (1848—1901). În anul 1873, cînd Maxwell a scris celebrul *Tratat despre electricitate şi magnetism*, nu fusese făcută nici o experienţă care să dovedească faptul că *mişcarea unui corp încărcat cu sarcină electrică este echivalentă cu un curent electric*. Dacă această echivalenţă există cu adevărat, atunci *un corp în mişcare, încărcat cu sarcină electrică, trebuie să creeze, ca şi un fir conductor parcurs de curent electric, un cîmp magnetic*. Maxwell a arătat că echivalenţa corespunde realităţii fizice şi că este susceptibilă unei verificări experimentale directe. Meritul de a fi realizat această experienţă de verificare îi revine lui Rowland.

Rowland a utilizat un disc confecţionat dintr-un material izolant pe care a montat, simetric, un număr de discuri metalice mai mici, aşa după cum se arată în fig. 29. Rowland a încărcat discurile metalice cu sarcini electrice de acelaşi semn, iar apoi a pus în mişcare de rotaţie discul izolant. În situaţia în care viteza de rotaţie era suficient de mare, Rowland a avut satisfacţia să constate că un mic ac magnetic, dispus într-un punct de pe axul de rotaţie, prezintă aceeaşi orientare ca şi cea care ar fi determinată de circulaţia unui curent electric prin spira „imaginară", determinată de cercul de-a lungul căruia sînt montate micile discuri metalice încărcate cu sarcini electrice.

Fig. 29. Schema experienței lui Rowland



Dacă radiațiile catodice sînt formate din particule încărcate cu sarcină electrică ce se deplasează de la catod la anod, atunci, în conformitate cu legile electromagnetismului și — așa după cum a arătat experiența lui Rowland — ele ar trebui să creeze un cîmp magnetic. Acesta a fost raționamentul pe care l-a făcut Hertz. Pentru a verifica dacă radiațiile catodice creează sau nu un cîmp magnetic, Hertz a efectuat experiența a cărei schemă este reprezentată în fig. 30.

Hertz a utilizat un „tub" de sticlă înalt de 1 cm, cu două capace orizontale, care aveau suprafața de 12 cm². Anodul

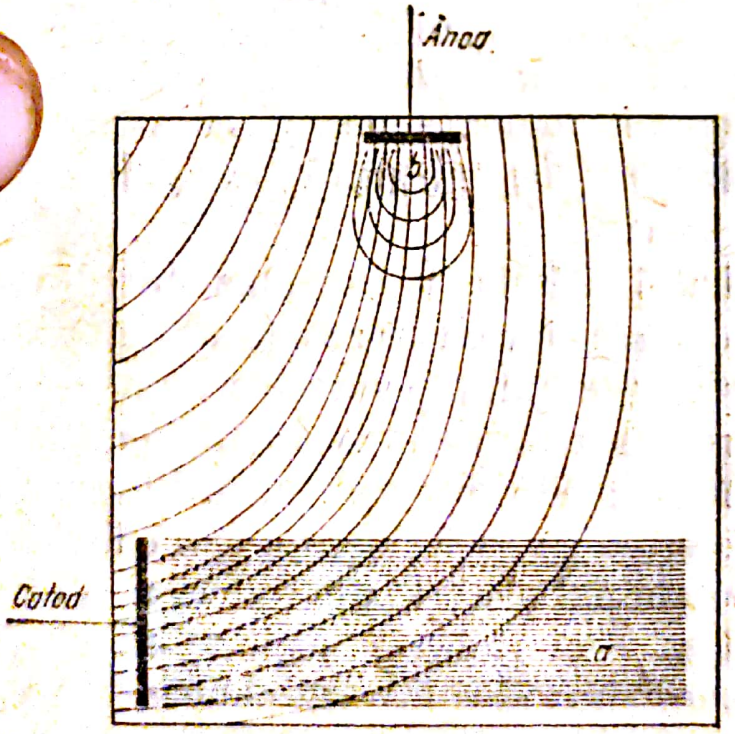


Fig. 30. Schema tubului utilizat de Hertz pentru determinarea liniilor de curent și a traiectoriilor razelor catodice

și catodul puteau să aibă diferite poziții în interiorul tubului. Cu ajutorul unui ac magnetic, Hertz a determinat liniile de curent. În fig. 30, ele sînt reprezentate prin liniile curbe dintre catod și anod. Întrucît în regiunea (*a*) se observă o lumină slabă, de culoare albăstruie, Hertz a tras concluzia că radiațiile catodice se propagă de-a lungul liniilor drepte, normale pe catod. În aceeași figură, Hertz a notat cu (*b*) descărcarea luminoasă din jurul anodului.

Concluziile la care Hertz a ajuns în urma acestei experiențe au fost sintetizate în următoarele fraze: *„Figura arată, fără nici un dubiu, că direcția radiațiilor catodice nu coincide cu direcția curentului. În unele regiuni, liniile curentului sînt aproape perpendiculare pe direcția radiațiilor catodice. Unele părți ale spațiului din tub devin strălucitoare sub acțiunea luminii catodice, deși curentul are valori aproape nule. În linii generale, distribuția curentului în circulația sa de la un electrod la celălalt este similară cu cea care apare într-un conductor solid sau lichid. Din cele expuse rezultă că radiațiile catodice nu au nimic cu drumul curentului"*.

Problema naturii radiațiilor catodice l-a pasionat pe Hertz, care s-a hotărît să mai facă o nouă serie de experiențe. Radiațiile catodice erau deviate într-un cîmp magnetic, într-un asemenea sens încît, dacă se admitea că sînt formate din particule încărcate electric, atunci sarcina acestor particule ar fi negativă. *Dacă* într-adevăr *radiațiile catodice sînt constituite din particule cu sarcină negativă, atunci ele ar trebui să fie deviate nu numai într-un cîmp magnetic, dar și într-un cîmp electric* — gîndea Hertz.

Într-o primă experiență, Hertz a introdus tubul cu radiații catodice într-un cîmp electric exterior și a constatat, după fluorescența pe care o prezentau pereții, că nu apare o deviere. Hertz și-a dat seama că o asemenea experiență nu este concludentă, întrucît se poate întîmpla ca în interiorul tubului sau pe pereții acestuia să se formeze o sarcină electrică, care să compenseze cîmpul electric din exterior. Radiațiile catodice s-ar deplasa deci printr-o regiune cu cîmp electric nul, deși tubul a fost introdus într-un cîmp exterior.

Scanned with OKEN Scanner

Din acest motiv, Hertz a efectuat o a doua experiență în care a utilizat un tub de radiații catodice în interiorul căruia a introdus două plăci metalice, dispuse la o distanță de 2 cm între ele. Plăcile erau sudate la două fire metalice de legătură care străbăteau pereții de sticlă ai tubului. Inițial, Hertz a conectat aceste fire la bornele a 20 elemente *Daniell*, conectate în serie (deoarece tensiunea unui element Daniell este cuprinsă între 1,06 și 1,08 V, rezultă că între cele două plăci metalice se aplică o tensiune de aproximativ 22 V), dar a constatat că nu apare nici o deviere a radiațiilor catodice.

În continuare, Hertz a mărit tensiunea aplicată între cele două plăci pînă la 500 *V*. Din nefericire, în acest caz, între cele două plăci apărea o descărcare electrică. Pentru a evita formarea arcului electric, Hertz a introdus în serie cu sursa de alimentare, o rezistență de valoare mare. Prin aceasta, arcul electric nu se mai forma însă o parte importantă din tensiunea sursei de alimentare cădea pe rezistența serie, celor două plăci metalice rămînîndu-le o tensiune relativ mică. Nici în acest caz nu apărea o deviere a radiațiilor catodice.

Seria de experiențe efectuate de Hertz a arătat că *radiațiile catodice nu sînt deviate într-un cîmp electric*. Se poate deci trage concluzia că *radiațiile catodice nu sînt formate din particule încărcate cu sarcini electrice*.

Concluziile generale la care ajunge Hertz în urma experiențelor pe care le-am prezentat, sînt:

(1) — *Pînă la noi argumente contrare, descărcarea electrică din tub este continuă și în consecință descărcarea luminoasă nu este neapărat necesar să fie în impulsuri.*

(2) — *Radiațiile catodice reprezintă numai un fenomen care însoțește descărcarea și nu are nimic comun cu parcursul curentului.*

(3) — *Proprietățile electrostatice și electromagnetice* (prin proprietăți electrostatice Hertz înțelegea proprietățile electrice, iar prin cele electromagnetice proprietățile magnetice) *sînt, sau nule, sau foarte slabe. Radiațiile catodice sînt — din punct de vedere electric, indiferente* (adică neutre) și *printre*

agenții care provoacă fenomenele cunoscute sînt cele mai apropiate de lumină. Rotația planului de polarizare a luminii este fenomenul analog cel mai apropiat de devierea radiațiilor catodice de către un magnet.

Ultimele două concluzii ridică numeroase semne de întrebare, deoarece actualmente se cunoaște răspunsul la întrebarea „ce sînt radiațiile catodice?". Din această cauză, urmărirea unei lucrări în care se prezintă evoluția evenimentelor ce au condus la elaborarea unei anumite teorii științifice, nu este chiar așa de „palpitantă" ca citirea unui roman polițist, în care adevărul este cunoscut de-abia în ultimul capitol. Deci, cum se explică rezultatul negativ al experiențelor lui Hertz? Sub această formă, întrebarea este eronat formulată, deoarece nu rezultatul experiențelor este greșit, ci interpretarea lor.

Cauzele care explică absența devierii radiațiilor catodice într-un cîmp electric vor fi prezentate cu ocazia studierii experienței similare efectuate 12 ani mai tîrziu de către J.J. Thomson.

În continuare, ne vom referi la experiența prin care Hertz a ajuns la concluzia că radiațiile catodice nu transportă sarcină electrică. Hertz a ajuns la această concluzie în urma constatării că deviația electrometrului este de aproximativ o sută de ori mai mică decît cea din cazul în care în interiorul cilindrului lui Faraday se introduce o tijă metalică, conectată la borna negativă a bobinei de inducție. Este surprinzător că Hertz nu a avut ideea să introducă cilindrul lui Faraday în interiorul tubului, cu toate că făcuse o asemenea operație cu plăcile metalice în experiența de deviere în cîmp electric. În acea experiență, și-a dat seama că în interiorul tubului sau pe pereții acestuia pot să apară sarcini electrice care să modifice cîmpul electric, idee corectă pe care nu a aplicat-o însă și la experiența cu cilindrul lui Faraday. De altfel, încă mulți fizicieni vor avea dificultăți cu interpretarea unor fenomene, deoarece nu luau în considerare distribuția de sarcină electrică în interiorul tubului. Procesele care au loc în timpul conducției curentului electric printr-un gaz rarefiat

sînt, din această cauză, diferite de cele dintr-un metal, de exemplu. Din aceleași motive și indicațiile electrometrului în cele două situații sînt diferite.

În ceea ce privește experiența din fig. 30, greșeala lui Hertz este evidentă: el nu și-a dat seama că radiațiile catodice sînt formate chiar din particulele încărcate care prin deplasarea lor asigură circulația curentului dintre cei doi electrozi și că, de fapt, dacă am utiliza aceleași argumente, slaba lumină albăstruie care apare este un fenomen secundar, determinat de moleculele gazului rezidual care prin ciocniri capătă energie de la aceste particule.

Experiențele lui Hertz, pe care le-am descris, demonstrează că de foarte multe ori adevărul poate fi mascat de nenumărați factori, care, dacă nu sînt luați în considerare, pot să falsifice atît de mult situația încît să conducă la concluzii diametral opuse.

În încheierea acestui paragraf, dedicat experiențelor lui Hertz, vom prezenta un nou fenomen observat în anul 1891: *radiațiile catodice pot să străbată straturi metalice subțiri*. Atît Hertz, cît și ceilalți fizicieni contemporani cu el, utilizau plăcuțe de sticlă cu săruri de uraniu pentru detectarea radiațiilor catodice. Aceste plăcuțe prezentau fenomenul de fluorescență atunci cînd asupra lor cădea un fascicul de radiații catodice. Hertz a avut ideea de a depune pe suprafața unei plăcuțe de sticlă un strat subțire de aur. Introducînd o asemenea plăcuță într-un tub cu radiații catodice, astfel încît stratul de aur să se afle în fața catodului, Hertz a constatat că plăcuța devine fluorescentă. Deci radiațiile catodice pot să străbată stratul de aur. Ulterior, Hertz a constatat că această concluzie este valabilă și pentru straturi subțiri de argint, precum și pentru aliajele aurului sau ale argintului cu zinc, cupru, staniu etc.

În acea perioadă, toți fizicienii considerau că este imposibil ca particulele să poată străbate straturi metalice chiar dacă sînt subțiri. Din această cauză, această constatare a fost interpretată ca un argument puternic împotriva modelului corpuscular.

EXPERIENȚA LUI LENARD

Un an mai tîrziu, adică în 1892, Lenard — elevul lui Hertz, utilizînd observația profesorului său privitoare la transparența foliilor metalice pentru radiațiile catodice, a construit tubul din fig. 31 care îi poartă numele. Tubul de sticlă, în interiorul căruia sînt introduși catodul și anodul, este închis la extremitatea opusă catodului cu ajutorul unei plăcuțe metalice P, care are un mic orificiu.

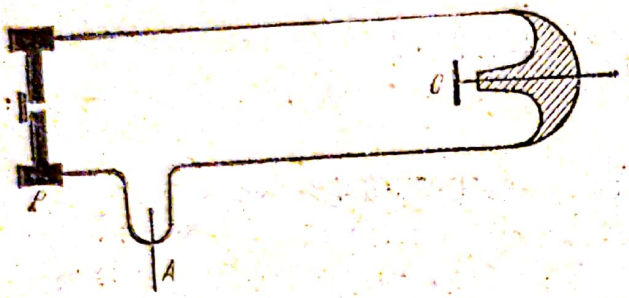


Fig. 31. Schema tubului lui Lenard

Inițial, Lenard a acoperit acest orificiu cu o folie F de aluminiu cu grosimea de 0,000265 cm. Alimentînd cu tensiune de la o bobină de inducție, Lenard a constatat că radiațiile catodice ies din tub și pot să producă fluorescența unei plăcuțe de sticlă cu săruri de uraniu, chiar după ce au străbătut o distanță de 1 *cm* prin aer.

Acoperind orificiul cu straturi subțiri din alte substanțe, Lenard a stabilit că radiațiile catodice pot să străbată și foi de hîrtie, plăcuțe subțiri de mică, sticlă, aur, cupru etc. Radiațiile catodice care părăsesc interiorul tubului de sticlă, în care au luat naștere, au căpătat denumirea de *raze Lenard*.

Aceste observații au pus în mare încurcătură pe adepții modelului corpuscular. Într-adevăr, pe acea vreme nu se cunoștea în mod exact care sînt dimensiunile atomilor. Pe baza teoriei cinetice a gazelor, se aprecia că dimensiunile atomilor ar fi de ordinul a 10^{-8} cm. Dacă ne referim la cazul foliei de aluminiu, atunci rezultă că radiațiile catodice pot să străbată cîteva mii de straturi atomice. Aceeași folie metalică din aluminiu era însă „netransparentă" pentru atomi, chiar și pentru cei mai ușori, cum ar fi de exemplu hidrogenul. Întrucît atomii erau considerați ca fiind cele mai mici parti-

cule materiale evident indivizibile, concluzia era că radiațiile catodice nu pot avea o natură corpusculară. Pe de altă parte, se cunoștea că radiațiile luminoase pot să străbată straturi subțiri de aur, iar în cazul mediilor transparente, cum ar fi sticla sau apa, distanțe relativ mari. Experiențele lui Lenard privitoare la transparența straturilor subțiri de materie pentru radiațiile catodice, constituiau deci un argument în favoarea modelului ondulatoriu.

EXPERIENȚA LUI PERRIN

În anul 1883, Hertz, în urma experienței din fig. 24, ajunsese la concluzia că radiațiile catodice nu transportă sarcină electrică. Doisprezece ani mai tîrziu, adică în 1895, Perrin, cu ajutorul experienței a cărei schemă este reprezentată în fig. 32, ajunge la concluzia contrară.

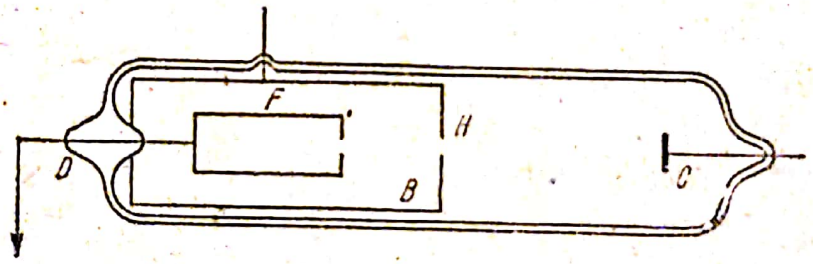


Fig. 32. Schema experienței lui Perrin

Dacă se compară schemele celor două experiențe, se constată că ele sînt identice, singura deosebire constînd în aceea că cilindrul Faraday nu mai este în exteriorul tubului, ca în cazul lui Hertz, ci a fost introdus de Perrin în interiorul lui. Într-adevăr, tubul Perrin are catodul C de forma obișnuită a unui disc, iar anodul B de forma unui cilindru gol în interior, care are un orificiu H, în dreptul axei tubului. În interiorul anodului se află cilindrul Faraday F, care este conectat, de asemenea, la un electrometru cu cuadranți. Ca și în cazul

experienței lui Hertz, catodul este conectat la borna negativă a bobinei de inducție, iar anodul la borna pozitivă, care la rîndul său este legată la masa întregului dispotitiv experimental. În acest mod, anodul ecranează cilindrul Faraday, ferindu-l de acțiunea perturbatoare a unor factori din exterior. Se observă că radiațiile catodice emise de catodul C traversează anodul A prin orificiul H și ajung în final pe cilindrul Faraday F.

După ce a pus în funcțiune bobina de inducție, Perrin a constatat, cu satisfacție, că electrometrul indica colectarea unei sarcini electrice negative. Avînd în vedere că cilindrul Faraday se afla într-o regiune fără cîmp electric, datorită ecranării oferite de cilindrul exterior, adică de anod, care este pus la masă, rezultă că sarcina negativă pusă în evidență de electrometru poate să provină numai de la radiațiile catodice care au ajuns la cilindrul Faraday prin orificiul H. Pentru a mai obține o nouă dovadă în favoarea acestei idei, Perrin a introdus tubul într-un cîmp magnetic. În acest caz, ar trebui ca datorită devierii traiectoriei, radiațiile catodice să nu mai poată ajunge la cilindrul Faraday, ceea ce ar însemna că electrometrul să nu indice colectarea unei sarcini electrice. Efectuînd experiența, Perrin a constatat că într-adevăr, în aceste condiții, paleta electrometrului rămîne nedeviată.

Astfel, experiența lui Perrin demonstra concludent că *radiațiile catodice sînt formate din particule încărcate cu sarcină electrică.*

Este interesant de remarcat că Jean Perrin a fost favorizat de șansă atunci cînd a ales materialul din care a confecționat cilindrul Faraday. Într-adevăr, după cum s-a stabilit ulterior, numeroase metale, atunci cînd sînt bombardate cu electroni care au viteze relativ mari (de același ordin de mărime cu cele din tubul pe care l-a utilizat Perrin), emit mai mulți electroni decît absorb. În consecință, dacă ar fi confecționat cilindrul Faraday dintr-un asemenea metal, Perrin ar fi constatat, desigur cu surprindere, că electrometrul indică colectarea unei sarcini pozitive, ceea ce, fără îndoială, ar fi creat confuzii greu de depășit privitoare la adevărata natură a radiațiilor catodice.

Scanned with OKEN Scanner

EXPERIENȚELE LUI J.J. THOMSON

Problema naturii radiațiilor catodice intră într-o fază decisivă prin experiențele lui J.J. Thomson.

În anul 1894, deci cu un an înainte ca Perrin să-și fi făcut experiența pe care am prezentat-o, J.J. Thomson, deși cunoștea foarte bine lucrările lui Hertz și ale lui Lenard, nutrea convingerea intimă că radiațiile catodice nu pot avea o natură ondulatorie. Ceea ce îl „deranja" pe Thomson la modelul ondulatoriu era necesitatea de a postula că eterul din interiorul tubului cu radiații catodice ar avea o altă structură decît cea a eterului din exteriorul său.

Thomson era, din contră, convins că radiațiile catodice sînt formate din corpusculi „fosforescenți", capabili să producă fluorescența sticlei sau a altor materiale.

În favoarea acestei idei, J.J. Thomson menționează că a reușit să detecteze fluorescența unei plăcuțe de sticlă așezată la o distanță de cîțiva zeci de centimetri de tub, cu toate că pentru aceasta a fost necesar ca radiațiile catodice să străbată pereții de sticlă ai tubului, precum și o distanță apreciabilă prin aer. Fără îndoială că cititorul și-a dat seama că nu radiațiile catodice provocau fluorescența plăcuței de sticlă, așa cum considera Thomson, ci radiația *X* care lua naștere prin bombardarea anodului cu electroni. Astfel, Thomson avea la îndemînă tot ceea ce era necesar pentru descoperirea radiației *X*.

Este interesant de menționat că nu numai J.J. Thomson, dar și alți fizicieni au observat unele fenomene care erau provocate de radiația *X* și cărora din nefericire nu le-au acordat atenția cuvenită. Astfel, în anul 1880, adică cu 15 ani înainte ca Röntgen să fi descoperit radiația *X*, Goldstein a publicat un articol, în care a arătat că un ecran fluorescent introdus într-un tub emite lumină, chiar și atunci cînd asupra sa nu cade un fascicul de radiații catodice.

Goldstein știa că radiațiile catodice sînt emise de către catod de-a lungul unor direcții normale. El a așezat ecranul fluorescent într-o asemenea poziție încît pe el să nu cadă direct

radiațiile catodice. În schimb, la ecranul fluorescent puteau să ajungă ceea ce Goldstein denumea razele rectilinii emise de pereții tubului pe care cădeau „razele electrice" (razele electrice reprezintă vechea denumire a radiației catodice).

Acest articol, care a fost publicat mai întîi în limba germană și apoi tradus și în limba engleză , a fost citit în cei 15 ani care au urmat pînă la descoperirea radiației *X*, de numeroși fizicieni. Nimeni nu s-a gîndit însă să cerceteze mai amănunțit cauzele care provoacă fluorescența ecranului.

Nici J.J. Thomson, în anul 1894, nu a intuit că radiațiile catodice nu pot să provoace fluorescența plăcuței de sticlă aflată în afara tubului.

Mai mult, se cunoștea de cîțiva ani că nu era indicat să păstrezi plăcile fotografice în apropierea unui tub cu radiații catodice, deoarece se voalau, cu toate că nu erau expuse la lumină, tot așa cum bacteriologii știau cu mult timp înainte de a se fi descoperit penicilina că unele mucegaiuri, printre care se număra și *penicillin notatum*, compromiteau complet culturile dacă se dezvoltau în ele.

La numai trei luni după ce a fost descoperită radiația *X*, *Oliver Joseph Lodge* (1851—1940) a arătat că efectele observate de către Lenard, în anul 1892, cu ajutorul tubului care îi poartă numele, nu au fost produse, probabil, de către radiațiile catodice care ar fi traversat foliile metalice subțiri, ci de radiația *X* care ar fi luat naștere sub acțiunea bombardării acestora de către electronii emiși de catod.

În anul 1947, cînd a încetat din viață Lenard, Andrade a arătat, într-un articol publicat în revista *Nature*, că el a fost profund dezamăgit, tot restul vieții sale, că nu a descoperit radiația Röntgen, pe care avut-o în mîinile sale și pe care, fără îndoială, că ar fi pus-o în evidență, într-un an sau poate chiar mai puțin dacă Röntgen nu i-ar fi luat-o înainte.

Desigur, nu se poate nega că Röntgen a fost favorizat de împrejurări în ziua de 8 noiembrie 1895 cînd a observat pentru prima oară că un ecran acoperit cu un strat de platinocianură de bariu devine fluorescent dacă se află în vecinătatea unui tub cu radiații catodice însă și altor fizicieni le-a

„surîs" norocul, dar nu au știut „să-l exploateze", nedîndu-și seama că se află în fața unui fenomen nou.

Fără a nesocoti factorul întîmplare, constatăm că sînt „norocoși" numai marii fizicieni care au o pregătire profesională excepțională și care și-au consacrat toată viața cercetării științifice. Ca și *Jean François Champollion* (1790—1832) care a descifrat hieroglifele, tot așa și acești fizicieni „norocoși" au sesizat în noianul de fapte experimentale elementele noi, necunoscute, a căror cercetare i-a condus la descoperiri importante. Descoperirea radiației *X* este un exemplu concludent. Această idee a fost exprimată cu deosebită claritate de *Louis Pasteur* (1822—1895) care afirma că *„hazardul nu discută decît cu spiritele elevate."*

Concluzia experienței lui Perrin, conform căreia radiațiile catodice ar fi formate din particule încărcate cu sarcină electrică negativă a fost contestată de către adepții modelului ondulatoriu. Adepții acestui model considerau că experiența lui Perrin arată doar că „ceva" care este încărcat cu sarcină electrică negativă este emis de către catod. Faptul că electrometrul indica colectarea unei sarcini negative de către cilindrul Faraday, nu demonstra că acest „ceva" are vreo legătură cu radiațiile catodice. Legătura dintre radiațiile catodice și acest „ceva" ar fi, în concepția adepților modelului ondulatoriu, similară cu cea dintre flacăra care se observa la gura țevii unei puști și alicele care sînt expulzate.

Pentru a răspunde obiecției, J.J. Thomson a efectuat o experiență care ar putea fi considerată duală cu cea a lui Perrin. Perrin a demonstrat experimental că electrometrul indică colectarea unei sarcini electrice în cazul în care traiectoria radiațiilor catodice nu este deviată de un cîmp magntic și că în cazul contrar, sarcina colectată este nulă. J.J. Thomson a efectuat o experiență contrară, în care electrometrul indică colectarea unei sarcini electrice negative în cazul în care traiectoria radiațiilor catodice este deviată de un cîmp magnetic, iar în absența cîmpului magnetic, sarcina colectată este nulă.

Schema experienței, efectuată de J.J. Thomson, este reprezentată în fig. 33. Tubul de sticlă avea o formă mai

Scanned with OKEN Scanner

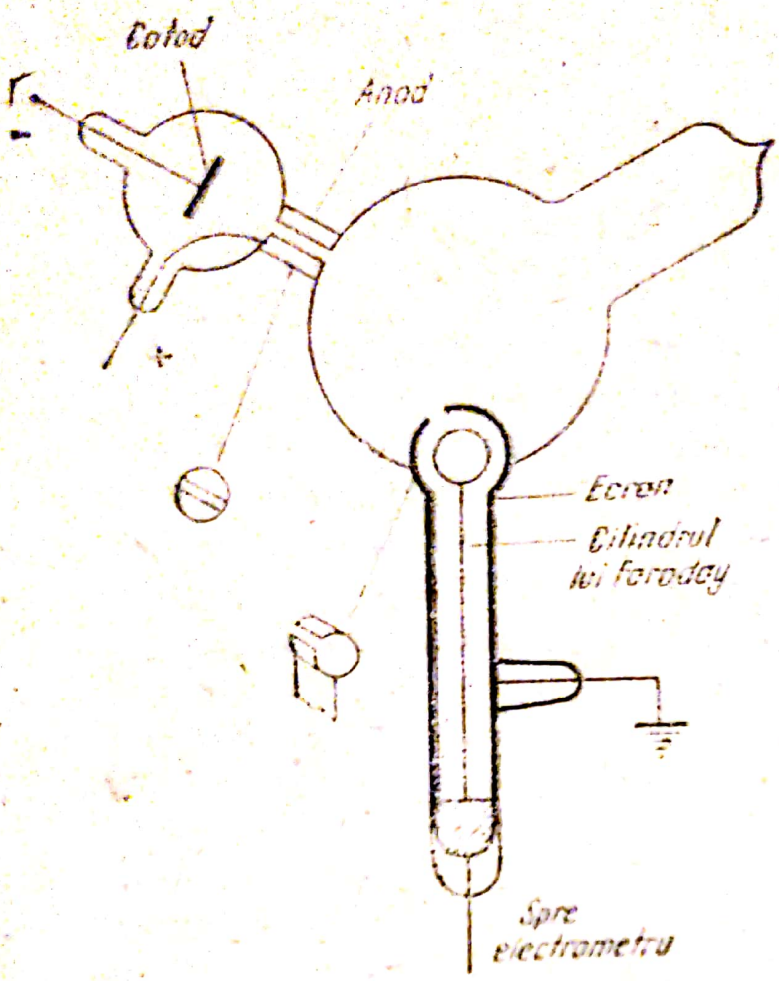


Fig. 33. Schema experienței lui J. J. Thomson care demonstra că radiațiile catodice transportă sarcină electrică și după ce sînt deviate de un cîmp magnetic

complicată, fiind format din două baloane inegale, conectate între ele, balonul mai mare avînd montat pe el un cilindru. În balonul mai mic, Thomson a introdus catodul care era de forma unui disc și anodul care era un cilindru metalic, prevăzut cu o fantă dreptunghiulară. În cilindrul conectat la balonul mai mare, Thomson a montat un ecran (reprezentat în figură cu linie groasă) pe care l-a legat la masă, iar în interiorul lui a introdus cilindrul Faraday pe care l-a conectat la electrometru. Balonul mai mare de sticlă l-a introdus între două bobine, care, atunci cînd erau parcurse de curent electric, creau un cîmp magnetic. Pentru a nu complica figura, bobinele nu au mai fost reprezentate.

Inițial, J. J. Thomson a efectuat experiența în absența cîmpului magnetic, constatînd că electrometrul nu indica colectarea unei sarcini electrice. În prezența unui cîmp mag-

netic, orientat de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planul figurii și avînd o intensitate convenabilă, situația se modifică radical, electrometrul indicînd colectarea unei sarcini negative.

Explicația acestor constatări este evidentă dacă se presupune că radiațiile catodice sînt formate din particule cu sarcină negativă. Astfel, în absența cîmpului magnetic, particulele care reușesc să treacă prin deschizătura din anod, se propagă în continuare pe o traiectorie rectilinie și, în consecință, nu au cum să ajungă la cilindrul colector. În prezența cîmpului magnetic, traiectoria particulelor este curbată sub acțiunea forțeiLorentz. Dacă cîmpul magnetic are o intensitate convenabilă, particulele sînt deviate chiar pe ecranul conectat la masă. O parte din aceste particule reușesc să treacă prin orificiul din acest ecran și ajung, astfel, la cilindrul colector interior. Aceste raționamente au putut să fie verificate în mod nemijlocit de J.J. Thomson, deoarece traiectoria radiațiilor catodice putea fi urmărită foarte ușor prin fluorescența pereților de sticlă.

De data aceasta, adepții modelului ondulatoriu nu mai aveau ce obiecta. Concluzia acestei experiențe este formulată de J.J. Thomson în următoarea frază: *„Această experiență arată că, deși razele catodice au fost deviate de către forțele magnetice, electricitatea negativă urmează același traseu ca și razele și că această electricitate negativă este indisolubil legată de razele catodice.“*

Victoria modelului corpuscular nu putea fi definitivă, atît timp cît nu se dovedea experimental că *radiațiile catodice sînt deviate și într-un cîmp electric*. Ne reamintim că, în anul 1883, Hertz a făcut o experiență în acest scop, dar nu a reușit să pună în evidență deviația sub acțiunea cîmpului electric, ajungînd, astfel, la concluzia că radiațiile catodice nu sînt formate din particule „electrificate.“

Ferm convins că radiațiile catodice au o natură corpusculară, J.J. Thomson s-a hotărît să repete experiența lui Hertz, încercînd, astfel, să elucideze cauzele eșecului acestuia. Schema experienței efectuate de Thomson, în anul 1897, este

prezentată în fig. 34. În interiorul unui tub de sticlă, Thomson a introdus catodul C, care avea forma unui disc, anodul A prevăzut cu o deschizătură, un electrod suplimentar B, identic cu anodul, precum și două plăci de aluminiu D și E lungi de 5 cm și late de 2 cm, pe care le-a așezat la o distanță de 1,5 cm între ele. Catodul l-a conectat la borna negativă a unei bobine de inducție. Anodul A și electrodul suplimentar B le-a conec-

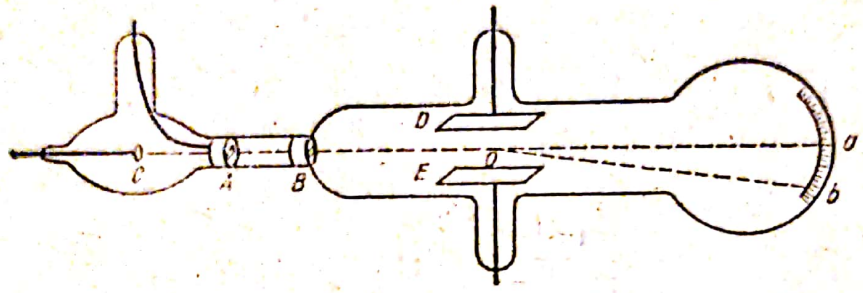


Fig. 34. Schema experienței lui J.J. Thomson de deviere a radiațiilor catodice în cîmp electric

tat la borna pozitivă a bobinei, pe care a legat-o la masa întregului dispozitiv experimental.

Se observă că atunci cînd se pune în funcțiune bobina de inducție, se formează un fascicul îngust de radiații catodice, care străbate spațiul dintre cele două plăci metalice, ajungînd, în final, pe extremitatea tubului opusă catodului. La această extremitate, Thomson a montat o scară gradată pentru a putea măsura deviația fasciculului de radiații catodice.

Inițial, J.J. Thomson a observat că, în situația în care nu se aplica tensiune pe cele două plăci de aluminiu, fasciculul de radiații catodice nu este deviat, pe extremitatea tubului, opusă catodului, observîndu-se o mică regiune luminoasă chiar în centrul ei (punctul a). În continuare, Thomson a aplicat o tensiune electrică, de la o baterie de acumulatoare, pe cele două plăci și a constatat, ca și Hertz, că nu apare nici o deviație a fasciculului de radiații catodice, regiunea luminoasă de pe extremitatea tubului rămînînd fixă.

Această constatare, care poate i-ar fi convins pe alți fizicieni să abandoneze cercetările, declarînd că radiațiile catodice nu sînt deviate într-un cîmp electric, l-a determinat pe J.J. Thomson să facă investigații suplimentare asupra

fenomenelor care au loc în tub. S-a hotărît să măsoare conductivitatea electrică a gazului din interiorul tubului. Efectuînd măsurătorile, Thomson a observat că conductivitatea prezintă valori din ce în ce mai mici, pe măsură ce în tub se face vid, din ce în ce mai înaintat. A intuit imediat că aceasta ar putea fi cauza absenței devierii în cîmp electric. Și într-adevăr, făcînd un vid mai înaintat în tub, J.J. Thomson a constatat că fasciculul de radiații catodice este deviat chiar pentru tensiuni foarte mici aplicate între cele două plăci metalice, de ordinul a 2 *V*. Experiența reușise, *deviația radiațiilor catodice într-un cîmp electric fiind dovedită experimental*.

Succesul experienței a însemnat, de fapt, pentru J.J. Thomson, începutul unei lungi și prodigioase activități în domeniul studierii conducției curentului electric prin gaze. Nu vom prezenta aceste cercetări, ci vom menționa doar explicația dată de J.J. Thomson absenței deviației radiațiilor în cazul în care presiunea din tub nu este suficient de mică.

Sub acțiunea radiațiilor catodice, o parte din atomii gazului rezidual din tub se ionizează. Se formează, astfel, ioni negativi și ioni pozitivi. Circulația ionilor explică conductivitatea electrică conferită de către radiațiile catodice gazului rezidual. Evident, cu cît presiunea gazului din tub este mai mare, cu atît numărul ionilor este mai ridicat și deci cu atît este mai mare conductivitatea electrică.

În cazul în care pe plăcile de aluminiu se aplică o tensiune electrică, ionii pozitivi se îndreaptă către placa legată la borna negativă, iar cei negativi către cealaltă. Din această cauză, placa conectată la borna pozitivă este „căptușită" cu un strat de sarcină negativă, iar cea legată la borna negativă cu o sarcină pozitivă.

Se observă ușor că această sarcină, care rezultă prin deplasarea ionilor, creează în interiorul plăcilor un cîmp electric, îndreptat în sens contrar celui creat de sursa de tensiune din exterior. În final, se ajunge la o situație de echilibru dinamic în care cîmpul electric generat prin deplasarea ionilor compensează cîmpul electric creat de plăcile metalice, ceea ce are ca efect anularea cîmpului electric rezultant.

Scanned with OKEN Scanner

Evident, nu înseamnă că în această situație de echilibru mișcarea ionilor încetează. Ionii se deplasează în continuare, însă, mișcarea lor nu afectează anularea cîmpului electric din interiorul celor două plăci. Cu toate că între plăcile metalice se aplică o tensiune electrică, radiațiile catodice nu sînt deviate, deoarece ele se deplasează printr-o regiune cu cîmp electric nul.

În cazul în care se micșorează presiunea din tub, numărul ionilor scade, astfel încît ei nu mai pot să compenseze cîmpul electric creat de plăcile metalice. În această situație, radiațiile catodice se deplasează în interiorul celor două plăci metalice, printr-o regiune cu cîmp electric, ceea ce explică deviația care se observă experimental.

După sensul de deviere al particulelor, J.J. Thomson și-a dat seama că sarcina electrică a particulelor componente este negativă, concluzie care concorda cu rezultatele din experiențele de deviație în cîmp magnetic.

Considerațiile pe care le-am expus au fost verificate experimental de J.J. Thomson. Astfel, Thomson a realizat în tubul din fig. 34 o asemenea presiune încît deviația radiațiilor catodice să înceapă doar să fie observabilă. A deconectat apoi tensiunea de pe plăcile metalice și a lăsat montajul să funcționeze un timp. Apoi a aplicat, din nou, tensiunea electrică între cele două plăci și a constatat că fasciculul este deviat puternic, deși în situația anterioară, practic, el era nedeviat. Pe măsură ce timpul se scurgea, deviația radiațiilor catodice devenea din ce în ce mai mică, pînă ce se anula, realizîndu-se, astfel, o situație identică cu cea anterioară.

Care este explicația acestui fenomen? În situația în care pe plăcile metalice se aplică o tensiune electrică, în spațiul dintre ele se formează cele două straturi de ioni cu sarcină de semn contrar. După ce a fost anulată tensiunea, cele două straturi se destramă datorită migrației ionilor. Imediat ce s-a aplicat din nou tensiunea pe cele două plăci, radiațiile catodice sînt deviate, deoarece cele două straturi nu au avut timp să se formeze. Acest proces de formare, care are loc în momentele următoare, explică micșorarea și apoi anularea deviației radiațiilor catodice.

Scanned with OKEN Scanner

J. J. Thomson a mai adus un argument în favoarea acestei idei. Astfel, el a aplicat o tensiune electrică din ce în ce mai mare între cele două plăci metalice, constatînd că și deviația radiațiilor catodice este, în mod corespunzător, din ce în ce mai pronunțată. Continuînd să mărească tensiunea, Thomson a observat că între cele două plăci apare o descărcare electrică luminoasă. Imediat ce a apărut descărcarea, radiațiile catodice nu mai sînt deviate. Anularea deviației, în cazul în care între plăci apare o descărcare electrică, se datorește tocmai ionilor care, în acest caz, se află într-un număr relativ mare.

Măsurînd deviația fasciculului de radiații catodice pentru diferite tensiuni aplicate între cele două plăci metalice, J. J. Thomson a constatat că între cele două mărimi există o relație de proporționalitate. Această concluzie experimentală poate fi justificată teoretic cu ajutorul unei analize matematice simple.

Sub acțiunea cîmpului electric dintre catod și anod, o particulă, în mișcarea sa între acești doi electrozi, primește o anumită energie. Notăm cu $\vec{v}_0$ viteza pe care o are particula în timp ce traversează deschizătura din anod. În continuare, particula se deplasează liber, adică într-o regiune în care asupra sa nu acționează nici o forță. De fapt, asupra particulei acționează forța de gravitație însă avînd în vedere că masa ei este foarte mică, efectele sînt neglijabile. În consecință, viteza particulei rămîne nemodificată.

Particula pătrunde apoi în spațiul dintre cele două plăci metalice (vezi fig. 35). Se observă ușor că plăcile metalice

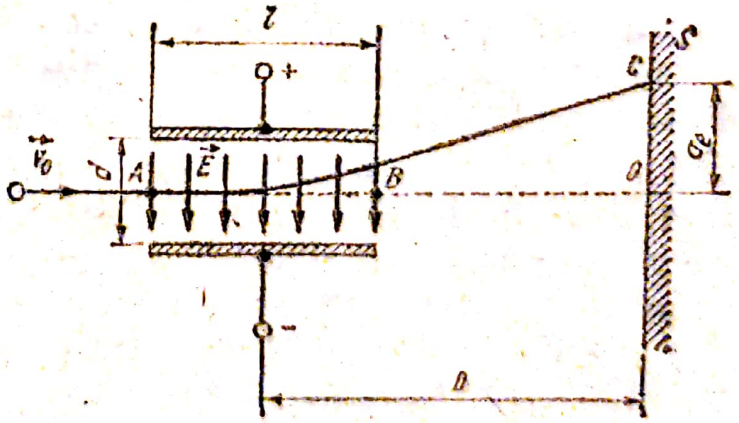


Fig. 35. Devierea unei particule încărcate cu sarcină electrică într-un cîmp electric

formează un condensator plan. Neglijăm efectele de margine, adică considerăm că liniile de cîmp sînt niște drepte perpendiculare pe cele două plăci și uniform repartizate pe suprafața interioară a acestora. În realitate, liniile de cîmp care se află lîngă marginea plăcilor metalice se curbează înspre exteriorul condensatorului, din care cauză cîmpul electric în această regiune nu mai este uniform.

În interiorul condensatorului plan, asupra particulei acționează forța electrică $\vec{F}_e = q\vec{E}$, în care q este sarcina ei electrică, iar $\vec{E}$ intensitatea cîmpului electric. Cîmpul electric $\vec{E}$ este îndreptat de-a lungul direcției verticale. Rezultă că și forța $\vec{F}_e$ va fi îndreptată de-a lungul aceleiași direcții însă în sens contrar, deoarece sarcina q este negativă. Sub acțiunea acestei forțe, traiectoria particulei va fi curbată. Se observă că forța exercitată de cîmpul electric este perpendiculară pe viteza $\vec{v}_0$, pe care o are particula în momentul în care pătrunde în interiorul condensatorului. Din această cauză, mișcarea particulei în interiorul condensatorului este similară cu cea a unei bile grele în cîmpul gravitațional, care este aruncată de-a lungul direcției orizontale, cu viteză inițială. După cum se știe, în acest caz, traiectoria particulei reprezintă o porțiune de parabolă. Într-adevăr, dacă se studiază mișcarea particulei, respectiv a bilei, de-a lungul direcției orizontale, respectiv verticale, atunci se obține că în primul caz, spațiul este proporțional cu timpul (deoarece mișcarea, efectuîndu-se în virtutea vitezei inițiale, este uniformă), iar în cel de-al doilea caz, spațiul este proporțional cu pătratul timpului (deoarece mișcarea, sub acțiunea forței electrice, respectiv a greutății, este uniform accelerată).

La ieșirea din condensator, adică în punctul B, cîmpul electric se anulează brusc, deoarece s-au neglijat efectele de margine. Asupra particulei nu mai acționează forța electrică și, ca atare, ea se deplasează în continuare de-a lungul tangentei la parabolă în punctul B, adică pe o traiectorie rectilinie, pînă cînd ajunge în punctul C, pe ecranul fluorescent S.

În relații matematice, deviația σ_e a particulei, adică distanța dintre punctul C în care ajunge pe ecranul fluorescent S și centrul O al acestuia, este dată de expresia:

$$\sigma_e = \left(D - \frac{1}{2} l\right) \frac{q}{m} \frac{El}{v_0}, \qquad (9)$$

în care l este lungimea plăcilor, iar D distanța dintre mijlocul plăcilor și ecranul fluorescent.

Deoarece condensatorul este plan, intensitatea cîmpului electric din interiorul său se obține împărțind tensiunea V aplicată între bornele sale la distanța d dintre plăci, adică $E = V/d$.

Înlocuind valoarea lui E în relația (9) se obține că deviația este proporțională cu tensiunea V aplicată celor două plăci metalice.

Dacă s-ar cunoaște viteza inițială v_0, atunci din această relație s-ar putea determina sarcina specifică a particulelor din radiațiile catodice, deoarece toate celelalte mărimi pot fi măsurate direct.

J.J. Thomson a rezolvat problema determinării vitezei inițiale v_0, utilizînd o dublă deviație: una creată de un cîmp electric, iar cealaltă de un cîmp magnetic. Fenomenele sînt mai ușor de urmărit dacă vom studia mai întîi procesele care au loc în cazul în care particula se deplasează numai într-un cîmp magnetic. În acest scop, considerăm că în regiunea de lățime l, în care se află cele două plăci, se creează din exterior un cîmp magnetic uniform de inducție $\vec{B}$. În fig. 36 a fost reprezentată traiectoria unei particule în cazul în care cîmpul magnetic este îndreptat de-a lungul unei direcții perpendiculare pe planul figurii.

La intrarea în regiunea cu cîmp magnetic, particula are viteza inițială v_0, perpendiculară pe direcția cîmpului magnetic. Imediat ce a intrat în această regiune, asupra ei acționează forța Lorentz $\vec{F}_m = q\vec{v} \times \vec{B}$, perpendiculară atît pe viteza $\vec{v}$, cît și pe inducția magnetică $\vec{B}$. S-a arătat că sub acțiunea acestei forțe, particulele se deplasează de-a lungul

unui arc de cerc, a cărui rază R se determină din egalitatea dintre forța magnetică $F_m = qvB$ și cea centrifugă $F_c = mv^2/R$.

În consecință, în regiunea cu cîmp magnetic, particula se deplasează de-a lungul arcului de cerc AB. În punctul B, cîmpul magnetic se anulează brusc. Începînd din acest mo-

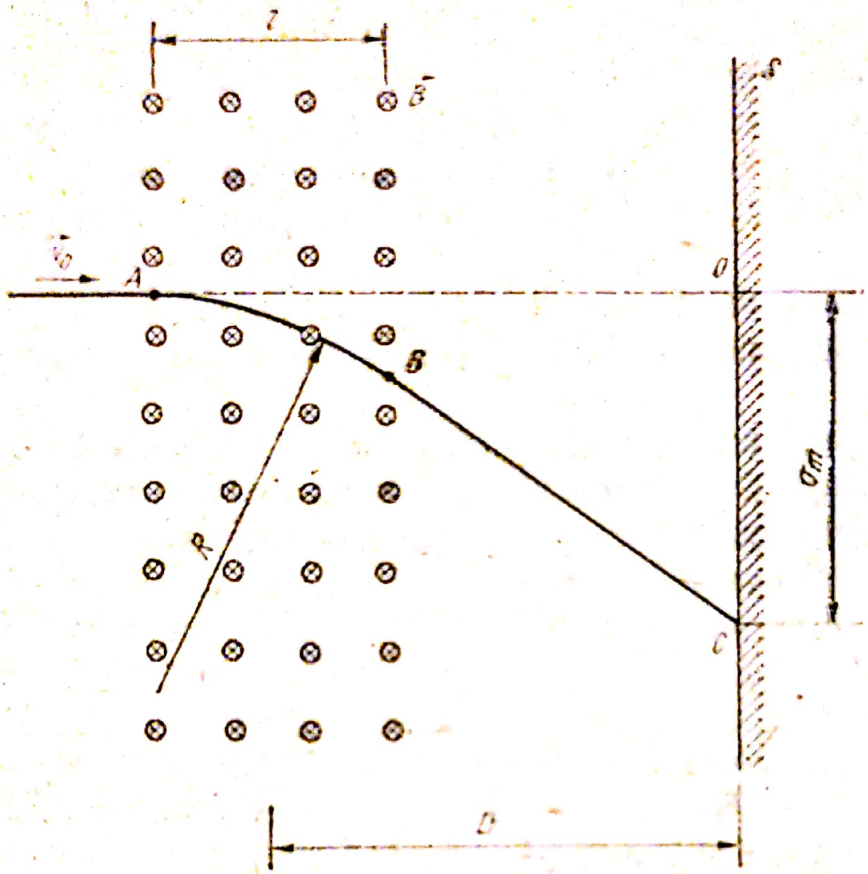


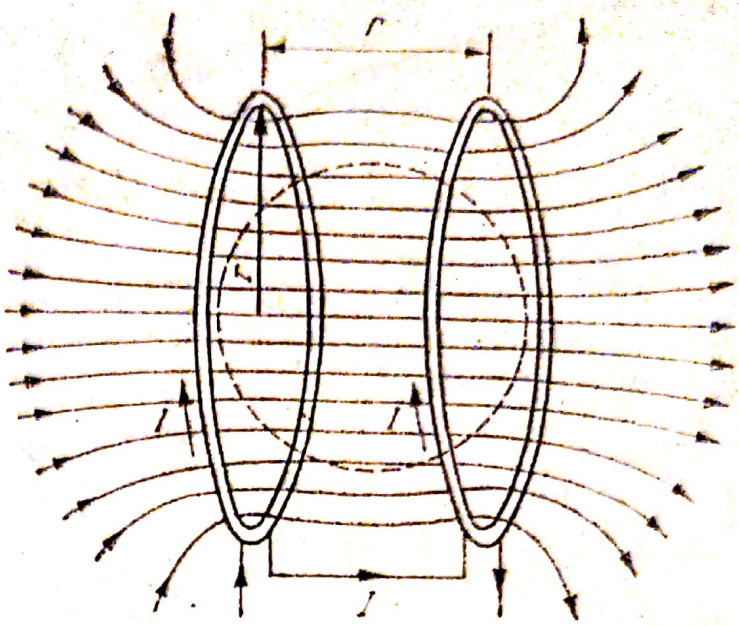
Fig. 36. Devierea unei particule încărcate cu sarcină electrică într-un cîmp magnetic

ment, asupra particulei nu mai acționează forța magnetică. Din această cauză, particula va avea, în continuare, o mișcare rectilinie și uniformă de-alungul tangentei BC, la arcul de cerc în punctul B, pînă cînd va întîlni în punctul C ecranul fluorescent S.

Efectuînd și pentru acest caz calculele matematice, se obține că deviația σ_m este dată de relația

$$\sigma_m = \left(D - \frac{l}{2}\right) \frac{q}{m} \cdot \frac{Bl}{v_0^2} \qquad (10)$$

Fig. 37. Cîmpul magnetic creat de o pereche de bobine Helmholtz



Se observă că și în acest caz, pentru determinarea sarcinii specifice q/m, este necesar să se cunoască viteza inițială v_0, adică aceeași mărime ca cea din cazul precedent.

Cum se poate realiza un cîmp magnetic de deviație care să fie cît mai apropiat de cel utilizat în raționamentele de mai sus, adică să fie uniform în interiorul unei regiuni din spațiu și să se anuleze brusc în exteriorul ei?

Cîmpul magnetic cel mai uniform este creat de o *pereche de bobine Helmholtz*. După cum se observă din fig. 37, un asemenea sistem este format din două bobine plate, așezate astfel încît distanța între ele să fie egală cu raza spirelor acestora. În regiunea dintre cele două bobine, cîmpul magnetic prezintă un înalt grad de uniformitate.

Cea de-a doua condiție, privitoare la anularea bruscă a cîmpului magnetic, este foarte greu de realizat. Se observă, astfel că liniile de cîmp care traversează cele două bobine, foarte aproape de spire prezintă o curbură, care determină ca anularea cîmpului magnetic să nu fie bruscă, ci treptată. Evident, este necesar ca în calcule să se ia în considerare acest efect.

În raționamentele calitative care urmează, este suficient să considerăm cîmpul magnetic ca fiind uniform în regiunea dintre cele două bobine și că în dreptul suprafeței cilindrice, care se sprijină pe spirele acestora, cîmpul se anulează brusc,

Faptul că regiunea cu cîmp magnetic uniform nu are secțiunea transversală de forma unui dreptunghi, așa cum s-a considerat în fig. 36, ci a unui cerc, nu modifică cu nimic esența fenomenelor.

Dar să revenim la metoda lui J.J. Thomson, de determinare a vitezei particulelor din care sînt formate radiațiile catodice, metodă care și astăzi ne uimește prin eleganța și ingeniozitatea ei. Thomson a avut ideea de a supune radiațiile catodice, simultan, la o deviere dublă: una determinată de cîmpul electric și cealaltă de cîmpul magnetic, care să producă deviații egale și în sensuri contrare, astfel încît fasciculul să rămînă nedeviat.

Cum se poate realiza o deviere rezultantă nulă?

Fasciculul de radiații catodice este nedeviat dacă forța $\vec{F}_m$ exercitată de cîmpul magnetic este egală și de sens contrar cu forța $\vec{F}_e$ determinată de cîmpul electric. Forța exercitată de un cîmp electric este îndreptată de-a lungul direcției sale. Forța exercitată de cîmpul magnetic este însă perpendiculară pe direcția sa. În consecință, cele două forțe pot fi egale numai dacă direcția cîmpului electric este perpendiculară pe cea a cîmpului magnetic. Pentru ca egalitatea dintre cele două

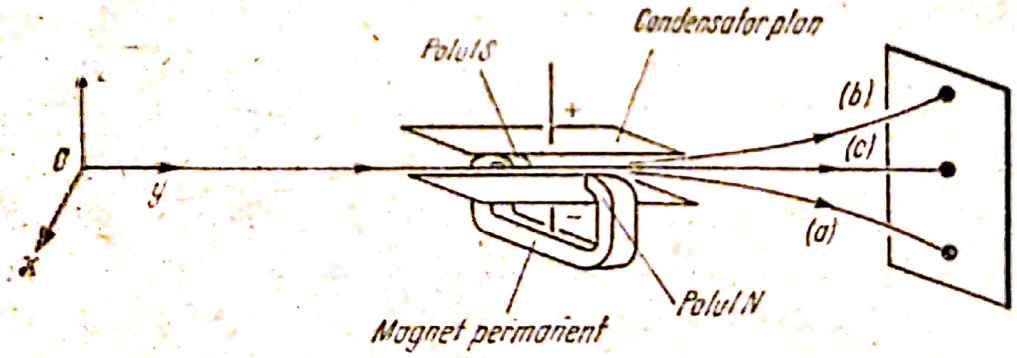


Fig. 38. Compensarea devierilor produse de un cîmp electric și de un cîmp magnetic

forțe să fie îndeplinită, mai este necesar ca cele două cîmpuri să aibă sensuri convenabile și intensități corespunzătoare.

Fenomenele pot fi urmărite mai ușor cu ajutorul fig. 38 în care, din motive de claritate a desenului, s-a utilizat pentru crearea cîmpului magnetic un magnet permanent, deși, în

experiența sa, Thomson a folosit o pereche de bobine Helmholtz. Se observă că direcțiile celor două cîmpuri sînt perpendiculare. Se afirmă că în acest caz *cele două cîmpuri sînt încrucișate*. Direcțiile și sensurile cîmpurilor, precum și ale devierilor, le precizăm cu ajutorul unui sistem de coordonate. Se observă că fasciculul de radiații catodice se propagă de-a lungul sensului pozitiv al axei Oy și cîmpul electric, respectiv cel magnetic, sînt îndreptate de-a lungul axei Oz, în sens negativ și respectiv de-a lungul axei Ox, în sens negativ.

Pentru început, nu vom aplica tensiune pe plăcile condesatorului, astfel încît fasciculul va fi deviat numai în cîmpul magnetic care acționează cu o forță îndreptată în sensul negativ al axei Oz. Sub acțiunea acestei forțe, particulele se vor deplasa de-a lungul traiectoriei (*a*).

Să îndepărtăm magnetul permanent și să conectăm placa superioară a condensatorului la borna pozitivă a unei surse de tensiune, iar placa inferioară la borna negativă. Fasciculul este deviat numai de forța electrică îndreptată de-a lungul direcției pozitive a axei Oz. Sub acțiunea acestei forțe particulele se vor deplasa de-a lungul traiectoriei (*b*).

În sfîrșit, să aplicăm tensiunea electrică pe condensatorul plan și să menținem și magnetul permanent. Forțele exercitate de cîmpul electric, respectiv magnetic sînt îndreptate de-a lungul aceleiași direcții (axa Oz), însă în sensuri contrare. Forța rezultantă este deci egală cu diferența acestor forțe și va fi îndreptată de-a lungul direcției comune, adică de-a lungul axei Oz. Variind, de exemplu, tensiunea aplicată pe condensator, putem să modificăm forța electrică astfel încît ea să aibă modulul egal cu cel al forței magnetice. În această situație, forța rezultantă este nulă și în consecință particulele se vor deplasa de-a lungul traiectoriei (*c*), nedeviate.

Din condiția de egalitate a modulelor celor două forțe $qE = qvB$ se obține că viteza particulelor din radiațiile catodice este egală cu

$$v = \frac{E}{B}. \qquad (11)$$

Scanned with OKEN Scanner

Viteza cu care se deplasează particulele este egală cu raportul dintre intensitatea cîmpului electric și inductia magnetică corespunzătoare unei deviații rezultante nule.

Înlocuind valorile lui E și B măsurate experimental, J.J. Thomson a obținut, pentru vitezele particulelor, valori cuprinse între $2{,}4 \cdot 10^7$ și $3{,}2 \cdot 10^7$ m/s. Se observă că viteza particulelor din radiațiile catodice este de aproximativ zece ori mai mică decît viteza luminii în vid.

Cunoscînd viteza particulelor, Thomson a putut să determine, din măsurătorile de deviere în cîmp electric, sarcina specifică, pentru care a obținut valoarea de $0{,}77 \cdot 10^{11}$ C/kg.

J.J. Thomson a mai elaborat, în același an, 1897, o metodă de măsurare a sarcinii specifice. În acest scop, el a utilizat un tub asemănător cu cel al lui Perrin, singura deosebire constînd în aceea că cilindrul Faraday avea dimensiuni mult mai mici. Ideea experienței constă în a determina, în mod simultan, nu numai sarcina electrică colectată de cilindrul Faraday, dar și energia preluată de la particulele din radiațiile catodice, energie care determină o încălzire a acestuia. Tocmai pentru a micșora pierderile de căldură, dimensiunile cilindrului Faraday au fost micșorate. Cantitatea de căldură pe care o primește cilindrul Faraday se poate determina dacă se cunoaște creșterea temperaturii sale. Din această cauză, pe cilindrul Faraday, J.J. Thomson a montat un termocuplu de dimensiuni foarte mici.

La începutul experienței, Thomson a măsurat temperatura cilindrului Faraday. Apoi a lăsat tubul să funcționeze un timp T, după care a măsurat din nou temperatura cilindrului Faraday. Presupunînd că pierderile de căldură sînt neglijabile, J.J. Thomson a determinat din creșterea de temperatură cantitatea de energie H, pe care cilindrul lui Faraday a preluat-o de la particulele pe care le-a colectat.

Să notăm cu n numărul de particule colectate de cilindrul lui Faraday în timpul T.

Sarcina electrică Q cedată de aceste particule cilindrului are valoarea

$$Q = nq. \qquad (12)$$

Energia H cedată de aceleași particule este egală cu

$$H = n \cdot \frac{1}{2} mv^2, \tag{13}$$

în care $\frac{1}{2} mv^2$ reprezintă energia cinetică a unei particule.

Din aceste două relații, se obține prin eliminarea numărului necunoscut n de particule că sarcina specifică are valoarea

$$\frac{q}{m} = \frac{2Q\,v^2}{H}. \tag{14}$$

Și în această relație intervine viteza v a particulelor. Din această cauză, pentru determinarea sarcinii specifice este necesar să se obțină o nouă informație, adică trebuie să se cupleze această experiență cu încă una. De data aceasta, Thomson a utilizat deviația radiațiilor catodice în cîmp magnetic, deoarece îi oferea unele facilități experimentale.

Din datele experimentale, Thomson a obținut că viteza particulelor din radiațiile catodice are valori cuprinse între $2{,}4 \cdot 10^7$ și $3{,}2 \cdot 10^7$ m/s și că sarcina specifică este de $1{,}17 \cdot 10^{11}$ C/kg.

Trebuie să menționăm că, așa după cum a arătat și Thomson, precizia acestei metode nu este prea bună. Totul se datorește cantității de energie preluată de cilindrul Faraday de la particulele colectate, cantitate care nu poate fi măsurată precis.

ELECTRONUL — PARTICULA DIN CARE SÎNT FORMATE RADIAȚIILE CATODICE

Experiențele lui Perrin și ale lui J. J. Thomson au reușit să convingă pe majoritatea fizicienilor acelor timpuri că radiațiile catodice sînt formate din particule. Însuși Lenard,

care era cel mai important reprezentant al adepților modelului ondulatoriu (Hertz murise în anul 1894), a recunoscut în anul 1898 modelul corpuscular. De altfel, chiar în acest an, Lenard a utilizat devierea în cîmp electric și magnetic pentru a determina sarcina specifică a particulelor din radiațiile catodice pe care le-a scos în afara tubului, obținînd valoarea de $0{,}68 \cdot 10^{11}$ C/kg, foarte apropiată de cea a lui J.J. Thomson prin aceeași metodă.

Și alți fizicieni au măsurat sarcina specifică a particulelor din radiațiile catodice. Astfel, în același an, *Kaufmann* a obținut valoarea de $1{,}86 \cdot 10^{11}$ C/kg, doi ani mai tîrziu, *Simon* a obținut valoarea $1{,}865 \cdot 10^{11}$ C/kg, în 1902 *Seitz* a obținut valoarea $1{,}87 \cdot 10^{11}$ C/kg etc., rezultate care concordă cu cele ale lui J.J. Thomson.

După anul 1897, aproape toți fizicienii erau de acord că radiațiile catodice sînt formate din particule. Care este însă natura acestor particule? De data aceasta părerile erau foarte diferite.

Nu vom intra în amănunte. Vom expune numai ideile lui J.J. Thomson, deoarece numai ele au rezistat evoluției ulterioare a fizicii.

În fond, ce se știa despre particulele din radiațiile catodice? În primul rînd, se cunoștea sarcina lor specifică, care era de ordinul a 10^{11} C/kg. În al doilea rînd, se știa că viteza lor este foarte mare fiind egală cu aproximativ o zecime din cea a luminii. În al treilea rînd, se cunoștea, datorită experiențelor lui Hertz și Lenard, că aceste particule pot să străbată straturi subțiri metalice. Trebuie să recunoaștem că datele de care dispuneau, nu numai J.J. Thomson, dar și ceilalți fizicieni, pentru elucidarea naturii particulelor din radiațiile catodice, erau foarte reduse. Din această cauză, meritul lui J.J. Thomson, care a intuit răspunsul corect, apare și mai evident.

J.J. Thomson a făcut legătura între procesele fizice care au loc în fenomenele de electroliză și cele din tuburile cu radiații catodice. Din studiul electrolizei se ajunsese la con-

Scanned with OKEN Scanner

cluzia că sarcina electrică are o structură granulară. Tot cu ajutorul electrolizei se determinase că sarcina specifică a ionilor de hidrogen este de ordinul a 10^8 C/kg, adică de aproximativ 1000 de ori mai mică decît cea a particulelor din radiațiile catodice.

Din punct de vedere matematic, se puteau face o infinitate de presupuneri privitoare la masa și sarcina electrică a particulelor din radiațiile catodice, în comparație cu mărimile corespunzătoare ale ionilor de hidrogen. Se putea presupune că sarcina electrică a particulelor din radiațiile catodice este de 1000 de ori mai mare și că masa lor este egală cu cea a ionilor de hidrogen sau că sarcina este de 100 de ori mai mare, însă masa este de 10 ori mai mică etc., ajungînd în final la situația în care sarcinile electrice sînt egale, iar masa particulelor din radiațiile catodice de 1000 de ori mai mică decît cea a ionilor de hidrogen.

J.J. Thomson a ales ultima variantă. Care au fost motivele care l-au determinat să adopte o asemenea ipoteză? În primul rînd, fenomenele de electroliză au arătat că nu există o sarcină mai mică decît cea a unui ion de hidrogen. În al doilea rînd, datorită masei lor atît de mici, se putea explica de ce particulele din radiațiile catodice se deplasează cu o viteză așa de mare și au posibilitatea să străbată straturi metalice subțiri. Masa atît de mică a particulelor din radiațiile catodice denotă că ele trebuie să fie niște particule componente ale atomilor, adică niște *particule subatomice*. În plus, aceste particule trebuie să fie un *constituent universal al atomilor*, deoarece radiațiile catodice au aceleași proprietăți, indiferent de natura gazului rezidual sau a metalului din care este confecționat catodul.

Se reia astfel, evident pe un alt plan, ipoteza lui Prout. În anul 1818, *William Prout* (1785—1850), constatînd că masele atomice ale elementelor sînt foarte apropiate de numere întregi a emis ipoteza că toți atomii ar fi constituiți din atomi de hidrogen, care, prin urmare, ar avea calitatea de a fi niște constituenți universali ai substanței. Ipoteza

lui Prout nu a rezistat dezvoltării ulterioare a fizicii și chimiei, deoarece s-a constatat că unele elemente nu au greutatea atomică exprimată prin numere întregi, iar explicarea proprietăților fizice și chimice ale elementelor, admițînd că ele sînt formate din atomi de hidrogen, s-a dovedit imposibilă. Concluzia la care ajunge J.J. Thomson concordă cu ipoteza lui Prout numai în ceea ce privește posibilitatea existenței în principiu a unui constituent universal al substanței, constituent care nu este atomul de hidrogen, ci particula din radiațiile catodice. Este semnificativ în acest sens următorul citat: *„în razele catodice, materia este într-o nouă stare, o stare în care subdivizarea materiei este continuată mai departe decît cea din starea gazoasă obișnuită. Această stare este cea în care orice materie—adică materia din diferite surse, cum ar fi hidrogen, oxigen — are una și aceeași natură, această materie fiind substanța din care sînt construite toate elementele chimice.“*

La propunerea lui *Clark Buckhard Drude* (1863—1926), particula care intră în componența radiațiilor catodice a căpătat denumirea de *electron*, denumire care fusese introdusă încă din anul 1891 de către Stoney pentru sarcina electrică elementară. Justificarea acestei denumiri este determinată de aceea că *electronul este purtătorul sarcinii electrice elementare.*

Nu s-ar putea afirma că ideea lui J.J. Thomson, conform căreia electronii ar fi blocurile fundamentale de „construcție“ ale atomilor, a fost primită cu entuziasm. Din contră, ea a fost întîmpinată cu o rezervă ușor de explicat, avînd în vedere îndrăzneala ei. Astfel, în anul 1902, Olivier Lodge scria: *„electronul este o sarcină pur ipotetică, independentă de atom“*, iar cu 18 ani mai tîrziu, adică în 1920, cunoscutul fizician Röntgen interzicea colaboratorilor săi să pronunțe cuvîntul „electron“, deși între timp au fost adunate nenumărate dovezi în sprijinul ideii electronului — constituent universal al substanței, dovezi dintre care o parte le vom prezenta în cele ce urmează.

Scanned with OKEN Scanner

Cu ocazia celebrelor sale experiențe asupra undelor electromagnetice, Hertz a constatat, în anul 1887, că o descărcare electrică se produce mai ușor dacă electrozii sînt iluminați cu lumina provenită de la un arc electric, în comparație cu situația în care s-ar afla în întuneric. Acest fenomen avea să fie denumit *efect fotoelectric*.

Un an mai tîrziu, *Wilhelm Hallwachs* (1859—1922) a observat că dacă radiațiile ultraviolete cad asupra unei plăci de zinc încărcată cu sarcină electrică negativă, atunci aceasta își pierde sarcina. Schema experienței cu ajutorul căreia Hallwachs a făcut această constatare este reprezen

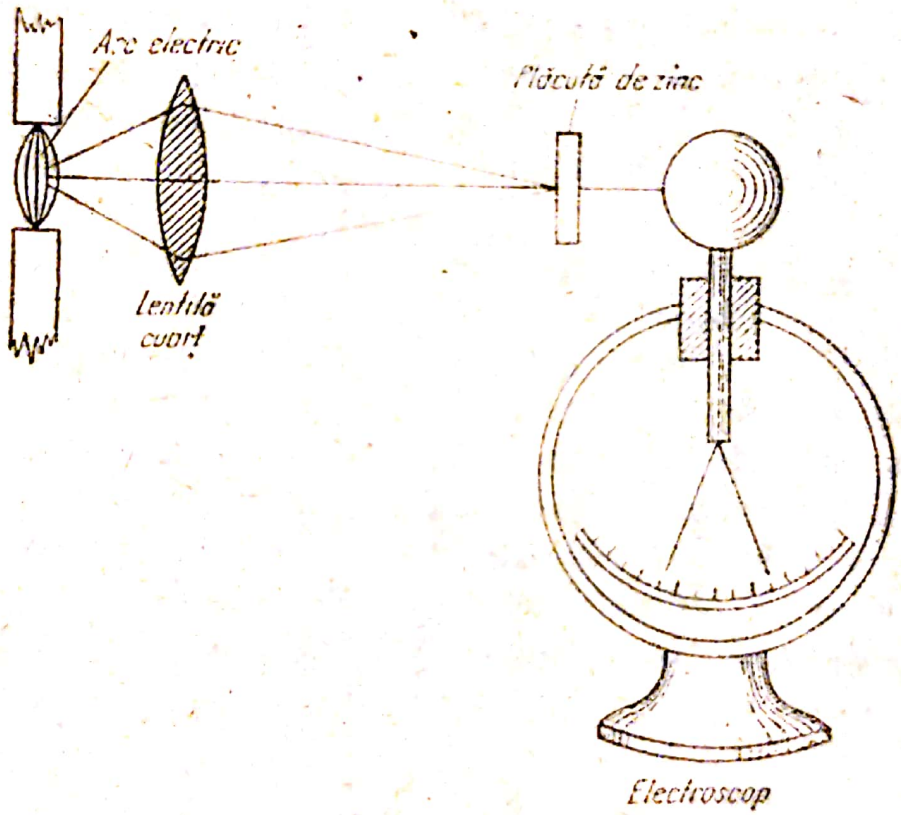


Fig. 39. Schema experienței lui Hallwachs

tată în fig. 39. Plăcuța de zinc este conectată la un electroscop. Pe ea cade lumina provenită de la un arc electric, care este focalizată cu ajutorul unei lentile de cuarț.

La începutul experienței, Hallwachs a încărcat plăcuța de zinc cu o sarcină negativă. În această situație, foițele de aur ale electroscopului aveau deviația maximă. În continuare, Hallwachs a conectat cei doi electrozi ai arcului la sursa de alimentare și a observat că, în funcție de intensitatea luminii, foițele electroscopului revin mai încet sau mai rapid în poziția verticală, ceea ce denotă că plăcuța de zinc și-a pierdut sarcina cu care, inițial, fusese încărcată.

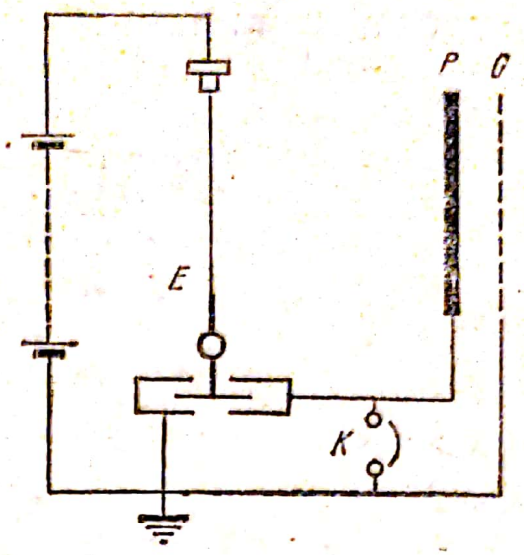
Hallwachs a mai făcut o observație interesantă; dacă în locul lentilei de cuarț utiliza una din sticlă, atunci fenomenul de pierdere a sarcinii nu mai apărea. Avînd în vedere că, spre deosebire de cuarț, sticla absoarbe radiațiile ultraviolete, rezultă că aceste radiații sînt responsabile de pierderea sarcinii electrice. De altfel, din această cauză Hallwachs a utilizat lumina provenită de la un arc electric, lumină care, după cum se știe, este bogată în radiații ultraviolete.

Cum era și firesc, Hallwachs a repetat experiența și pentru cazul în care plăcuța de zinc este încărcată cu sarcină electrică pozitivă. În acest caz, Hallwachs a constatat că plăcuța nu mai pierde sarcina electrică. Sarcina electrică se menține pe această plăcuță un timp relativ îndelungat.

Din aceste observații, Hallwachs a tras concluzia corectă că sub acțiunea luminii, mai precis a radiațiilor ultraviolete, plăcuța de zinc emite particule încărcate cu sarcină electrică negativă. Într-adevăr, dacă plăcuța este inițial încărcată cu sarcină electrică negativă, atunci particulele negative emise sînt respinse de către plăcuță. Se explică, astfel, de ce în această situație plăcuța de zinc își pierde sarcina electrică. În cazul contrar, în care plăcuța este încărcată cu o sarcină pozitivă, particulele negative emise sub acțiunea luminii sînt atrase înapoi de plăcuță. În această situație, plăcuța își păstrează sarcina electrică.

În același an, 1888, *Righi* a studiat și el același fenomen, cu ajutorul montajului din fig. 40. În fața unui disc metalic *P*, Righi a așezat o plasă de sîrmă *G*. Plasa de sîrmă a conectat-o la masa dispozitivului experimental, iar discul la o pereche de cuadranți ai unui electrometru. Evident, cealaltă pereche de cuadranți a conectat-o la masă, iar paleta mobilă

Fig. 40. Schema experienței lui Righi



la o sursă de tensiune, cealaltă bornă a acestei surse fiind, de asemenea, legată la masă. Cu ajutorul unei chei *K*, discul metalic *P*, deci și perechea corespunzătoare de cuadranți, putea fi conectată la masă. În sfîrșit, pe discul metalic, Righi a focalizat lumina de la un arc electric *S*. Evident, lumina ajungea pe discul metalic prin găurile din plasa de sîrmă *G*.

La începutul experienței, Righi a conectat, cu ajutorul cheii, discul metalic la masă și apoi a aplicat tensiunea electrică între electrozi pentru formarea arcului electric. În continuare, Righi a deconectat discul metalic de la masă și a observat că electrometrul își atinge deviația maximă într-un timp, cu atît mai scurt cu cît intensitatea luminii este mai mare. După sensul de deviație a electrometrului, Righi a constatat că acesta se încarcă cu o sarcină pozitivă, ceea ce arată că discul metalic emite, sub acțiunea luminii, particule negative.

Elster și *Geitel* au făcut, în anul 1889, numeroase experiențe în care au analizat compoziția spectrală a luminii care produce acest fenomen la diferite metale. Astfel, cei doi fizicieni au arătat că, în cazul unor metale alcaline, cum ar fi, de exemplu, litiul, sodiul și potasiul, emisia de particule cu sarcină negativă poate fi produsă chiar și de lumina vizibilă. Pentru cea mai mare parte a restului metalelor, această

emisie poate fi produsă numai de către radiațiile ultraviolete.

J.J. Thomson a intuit că particulele negative emise prin efectul fotoelectric ar trebui să fie identice cu cele din care sînt formate radiațiile catodice. Pentru a-și verifica această

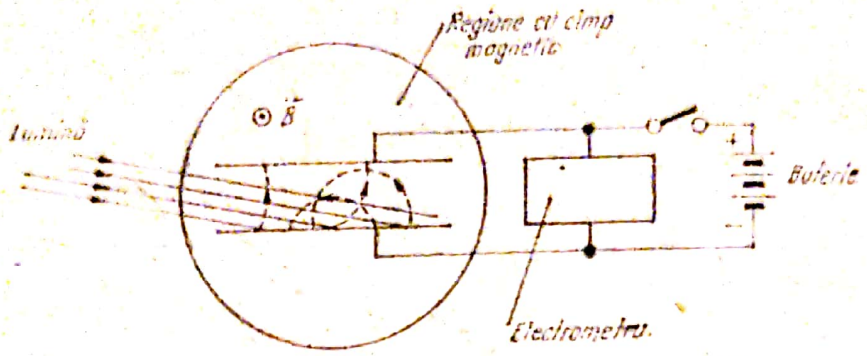


Fig. 41. Schema experienței lui J.J. Thomson de determinare a sarcinii specifice pe care o au particulele emise prin efect fotoelectric

idee, el a efectuat, în anul 1899, experiența a cărei schemă este reprezentată în fig. 41. Ideea experienței a fost sugerată de observația lui Elster și Geitel care au arătat că sarcina electrică emisă de o placă metalică sub acțiunea radiațiilor ultraviolete se micșorează mult dacă se aplică un cîmp magnetic de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a cîmpului electric.

Partea principală a dispozitivului experimental este formată din două plăci metalice, dispuse la o distanță de aproximativ 1 cm între ele și care sînt legate la cele două borne ale unei surse de alimentare. Pe placa conectată la borna negativă cade un fascicul de lumină bogată în radiații ultraviolete. Cu ajutorul unei bobine, se creează un cîmp magnetic perpendicular pe planul figurii, adică perpendicular pe cîmpul electric.

Fenomenele care au loc sînt ușor de urmărit: sub acțiunea radiațiilor ultraviolete, catodul emite particule cu viteze inițiale diferite, atît ca modul cît și ca direcție; datorită cîmpului magnetic, traiectoria acestor particule este curbată astfel încît numai o parte din ele reușesc să ajungă la anod. Astfel, în fig. 41 au fost reprezentate traiectoriile a patru

particule, dintre care două ajung la anod, iar celelalte sînt obligate de cîmpul magnetic să se reîntoarcă pe catod. Mărirea intensității cîmpului magnetic determină deci micșorarea numărului de particule care reușesc să ajungă la anod.

Determinînd experimental scăderea curentului anodic, în funcție de intensitatea cîmpului magnetic și cunoscînd dimensiunile geometrice ale instalației experimentale, J. J. Thomson a reușit să calculeze sarcina specifică a particulelor emise prin efect fotoelectric, obținînd valoarea de $0{,}76 \cdot 10^{11}$ C/kg. Sarcina specifică a particulelor din radiațiile catodice era de $0{,}77 \cdot 10^{11}$ C/kg. Avînd în vedere că cele două valori sînt foarte apropiate, J. J. Thomson a tras concluzia că *particulele emise prin efect fotoelectric sînt identice cu cele din care sînt constituite radiațiile catodice, adică sînt electroni.*

Aceeași problemă, a determinării sarcinii specifice a particulelor emise prin efect fotoelectric, este abordată și de Lenard, care în anul 1900, a efectuat experiența a cărei schemă este reprezentată în fig. 42. În interiorul unui tub de sti-

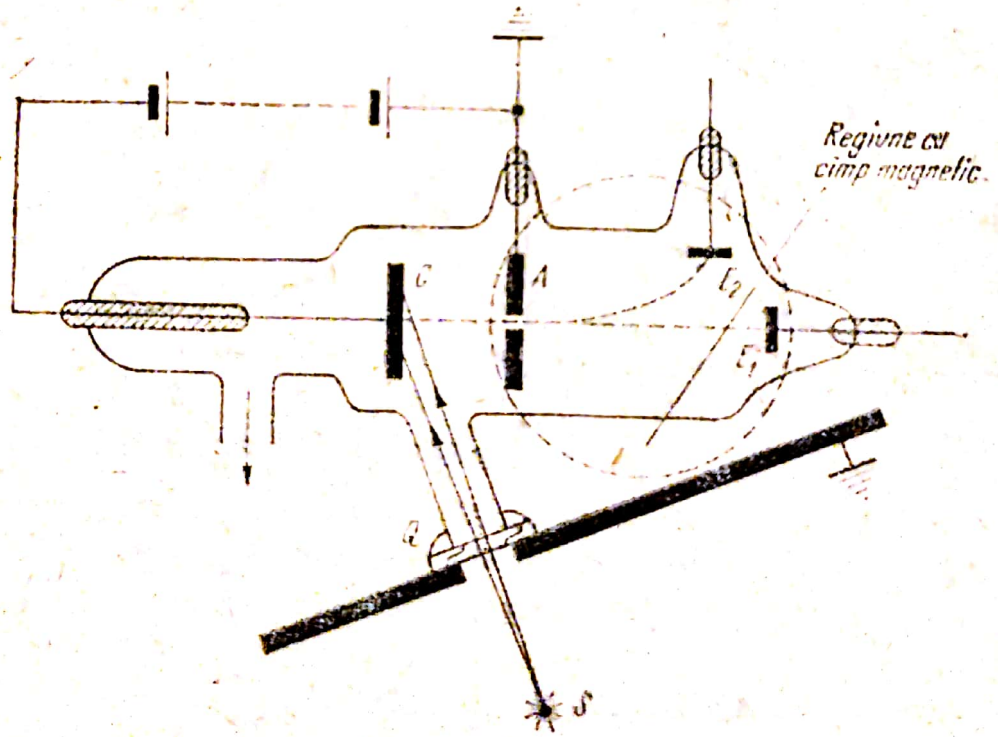


Fig. 42. Schema experienței lui Lenard de determinare a sarcinii specifice pe care o au particulele emise prin efect fotoelectric

clă în care s-a făcut vid, Lenard a introdus catodul C, confecționat din aluminiu, anodul A cu un mic orificiu în centrul său, precum și doi mici electrozi E_1 și E_2. Catodul l-a conectat la borna negativă a unei bobine de inducție, iar anodul A la borna pozitivă, bornă care, la rîndul ei, era legată la masa dispozitivului experimental. Cei doi electrozi E_1 și E_2 puteau fi conectați la masă, pe rînd, prin intermediul unui instrument foarte sensibil de măsură a curentului electric. Cu ajutorul unei perechi de bobine Helmholtz se creează un cîmp magnetic în interiorul cercului desenat cu linie întreruptă.

Inițial, Lenard a ridicat curba de variație a curentului prin electrodul E_1, în funcție de intensitatea curentului electric prin bobinele Helmholtz. Evident, în acest scop a conectat electrodul E_1 la borna corespunzătoare a instrumen-

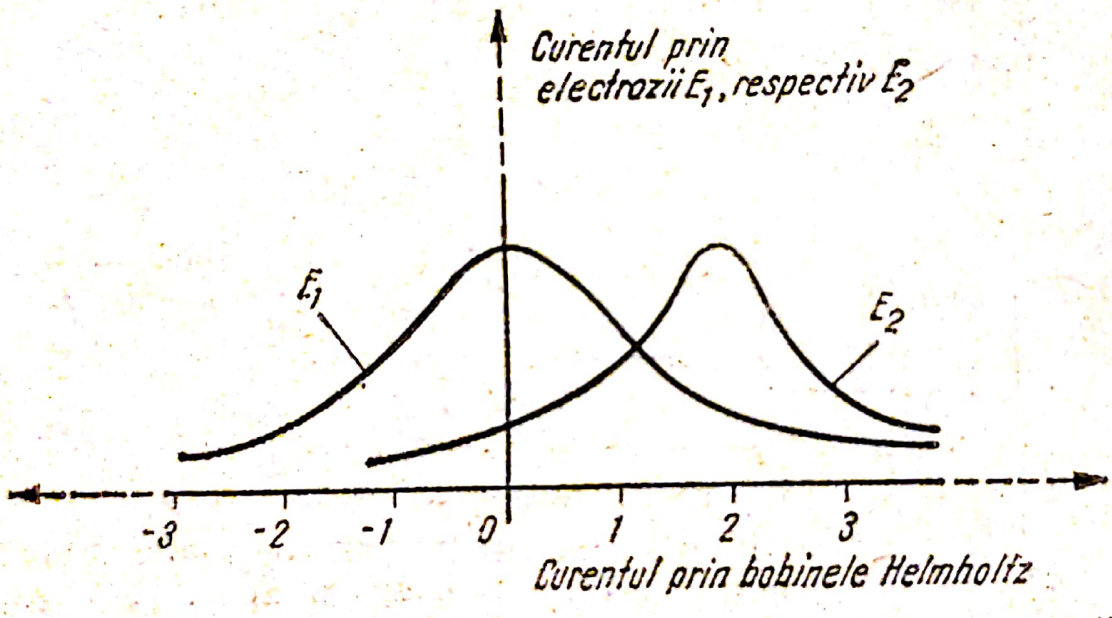


Fig. 43. Curbele de variație ale curentului prin electrozii E_1, respectiv E_2 în funcție de intensitatea curentului prin bobinele Helmholtz

tului de măsură a curentului, iar cealaltă bornă a instrumentului la masă. Curba obținută a fost notată, în fig. 43, cu E_1. Cum era de așteptat, curentul prin E_1 este maxim în situația în care curentul prin bobine este nul, adică în absența cîmpului magnetic. Acest curent este determinat de par-

ticulele emise de catod care reușesc să treacă prin orificiul din centrul anodului și care, în continuare, se deplasează de-a lungul unei traiectorii rectilinii către electrodul E_1. În situația în care prin bobinele Helmholtz circulă un curent electric, într-un sens sau în sens contrar, cîmpul magnetic creat de acestea curbează traiectoria electronilor care au reușit să treacă prin orificiul din anod. Electronii sînt emiși de către catod cu viteze inițiale diferite. Din această cauză și vitezele lor, în momentul în care traversează anodul, au diverse valori. În funcție de această viteză, unii electroni suferă o deviație mai mică sau mai mare. Se explică astfel, de ce curentul prin electrodul E_1 prezintă o scădere treptată pe măsură ce curentul prin bobine crește în valoare absolută.

Lenard a ridicat apoi curba de variație a curentului prin electrodul E_2, în funcție de intensitatea curentului prin bobinele Helmholtz, curbă care este notată cu E_2 în fig.43. Această curbă este similară cu cea din cazul anterior, însă deplasată. Maximul curbei nu mai apare în situația în care curentul prin bobinele Helmholtz este nul, ci pentru o valoare diferită de zero. Se observă că în această situație, curentul este determinat de particulele care sub acțiunea cîmpului magnetic au suferit o asemenea deviere de la traiectoria rectilinie încît ajung, în final, pe electrodul E_2. Forma curbei de variație a curentului prin electrodul E_2 se datorește, de asemenea, faptului că electronii au diferite viteze în momentul în care trec prin orificiul din anod.

Cunoscînd dimensiunile geometrice ale dispozitivului experimental, se poate determina raza R a cercului pe care trebuie să se deplaseze particulele pentru a ajunge pe electrodul E_2. De asemenea, în funcție de valoarea curentului prin bobine, pentru care apare maximul curbei E_2, se calculează inducția magnetică B. Neglijînd energia inițială a particulelor, adică considerînd că energia cinetică $1/2\ mv^2$ este egală cu qU, în care U este tensiunea de accelerare dintre anod și catod, se obține din cunoscuta egalitate dintre forța Lorentz și forța centrifugă, $qvB = mv^2/R$, că sarcina specifică q/m are valoarea $2U/B^2R^2$.

Scanned with OKEN Scanner

Înlocuind valorile măsurate experimental, Lenard a obținut că sarcina specifică a particulelor emise prin efect fotoelectric este de $1,15 \cdot 10^{11}$ C/kg. De data aceasta, diferența față de valoarea obținută de J.J. Thomson pentru sarcina specifică a particulelor din radiațiile catodice era mai mare. Ordinele de mărime sînt însă aceleași, din care cauză diferențele se pot atribui, fără nici o îndoială, erorilor experimentale, fapt confirmat de o analiză mai aprofundată. Concluzia experienței lui Lenard confirma pe cea a lui J.J. Thomson: *particulele emise de metale prin efect fotoelectric sînt electroni.*

Aceeași concluzie este confirmată încă o dată de *Reiger* care, în anul 1905, a obținut că sarcina specifică a particulelor emise prin efect fotoelectric are valori cuprinse între $0,96 \cdot 10^{11}$ și $1,2 \cdot 10^{11}$ C/kg.

Este interesant de menționat că Lenard, cu ocazia studierii experimentale a efectului fotoelectric, a făcut o constatare surprinzătoare: *viteza inițială, adică energia cu care electronii sînt emiși de către catod, este aceeași, indiferent de intensitatea luminii sub acțiunea căreia sînt expulzați, constatare ale cărei implicații teoretice au fost atît de importante pentru fizica modernă.*

EMISIA TERMOELECTRONICĂ

Un metal emite particule încărcate cu sarcină negativă, nu numai dacă asupra sa cade un fascicul de lumină, dar și atunci cînd este încălzit. Acest fenomen, care a căpătat denumirea de *emisie termoelectronică*, a fost descoperit întîmplător de *Thomas Alva Edison* (1847—1931), în anul 1883. În acea perioadă, Edison era preocupat de iluminatul electric. În acest scop, Edison a construit un bec electric de incandescență, care era format dintr-un balon de sticlă vidat, în interiorul căruia era fixat un filament de cărbune, obținut cu foarte multe greutăți din bambus. Filamentul fiind

parcurs de un curent electric, se încălzea la o temperatură ridicată și emitea lumină.

În timpul funcționării, filamentul se evapora, ceea ce determina o înnegrire a balonului de sticlă. Această înnegrire cauzată de către depunerea atomilor de carbon pe pereții interiori ai balonului de sticlă era, spre surprinderea lui Edison, nesimetrică. Pentru a determina cauza acestui fenomen, care l-a intrigat, Edison a introdus în interiorul balonului un electrod suplimentar A, format dintr-o placă metalică (vezi fig. 44).

Edison a conectat apoi, succesiv, acest electrod la borna pozitivă, respectiv negativă a sursei de alimentare a filamentului. Cu ajutorul galvanometrului G a constatat că prin

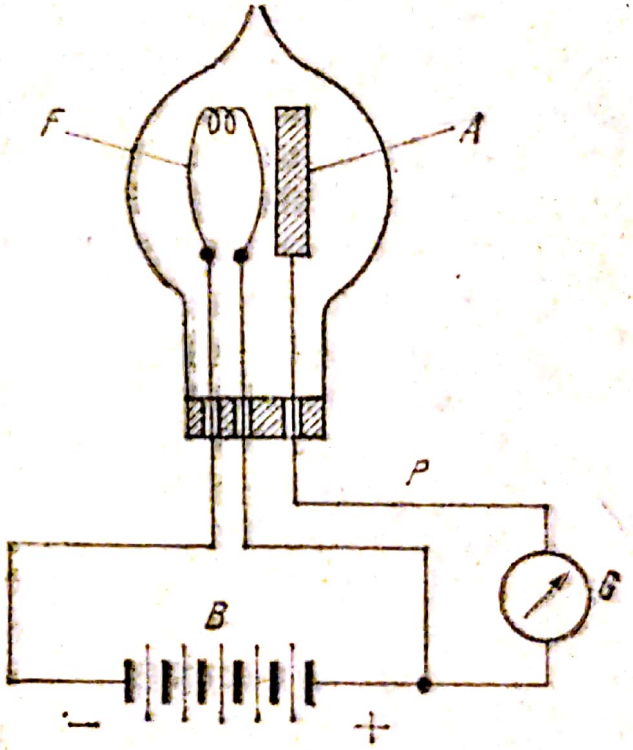


Fig. 44. Schema tubului cu doi electrozi al lui Edison

spațiul vidat dintre filament F și placa metalică A circulă un mic curent numai în situația în care A este conectat la borna pozitivă.

Din nefericire, Edison nu a dat importanța cuvenită acestui efect, neîntrevăzînd nici o posibilitate de aplicație practică. Atenția sa era îndreptată, în special, asupra perfecționării becurilor cu incandescență. În curînd, Edison

renunță la serviciile cărbunelui pentru confecționarea filamentelor, utilizînd în locul lui wolframul.

În același an, 1899, cînd a determinat sarcina specifică a particulelor emise prin efect fotoelectric, atenția lui J.J. Thomson s-a îndreptat către fenomenul descoperit cu 6 ani mai înainte de Edison. Thomson și-a dat seama că acest fenomen, prezent nu numai în cazul în care filamentul este confecționat din cărbune, ci și din metale greu fuzibile, poate fi explicat foarte ușor dacă se presupune că metalele aflate la temperaturi înalte emit particule încărcate cu sarcină negativă.

Într-adevăr, să alegem ca punct de referință al potențialului borna negativă a sursei de alimentare. În consecință, extremitatea filamentului conectată la borna negativă are potențialul nul. Cealaltă extremitate, legată la borna pozitivă, are potențialul maxim pozitiv. Datorită căderii de tensiune produsă de curentul electric, orice punct al filamentului se află la un potențial pozitiv mai mic sau mai mare, în funcție de distanța la care se află față de extremitatea conectată la borna negativă, care are potențialul nul.

Considerăm cazul în care placa *A* este conectată la borna pozitivă a sursei de alimentare. Placa are un potențial pozitiv, egal în valoare cu cel al extremității filamentului conectată la aceeași bornă. Orice punct al filamentului are un potențial pozitiv, mai mic decît al acestei extremități, deci mai mic decît cel al plăcii. Rezultă că placa se află la un potențial pozitiv mai mare, față de orice punct de pe filament, evident cu excepția extremității conectate la borna pozitivă care are același potențial cu cel al plăcii. În consecință, particulele negative emise de către filamentul incandescent sînt atrase de către placa aflată la un potențial pozitiv mai mare, ceea ce determină apariția unui curent în circuitul exterior, curent măsurat de galvanometrul *G*.

Dacă placa este conectată la borna negativă, atunci repetînd aceleași raționamente, se ajunge la concluzia că particulele cu sarcină negativă emise de filament sînt respinse de placa aflată la un potențial mai scăzut, din care cauză curentul este nul.

Scanned with OKEN Scanner

Utilizînd metoda de deviere în cîmpuri electrice și magnetice, J.J. Thomson a obținut că sarcina specifică a particulelor negative emise de metalele încălzite este egală cu $0,87 \cdot 10^{11}$ C/kg. Particulele emise de metale prin efect fotoelectric aveau sarcina specifică egală cu $0,76 \cdot 10^{11}$ C/kg, iar cele din radiațiile catodice de $0,77 \cdot 10^{11}$ C/kg. Compararea acestor date demonstrează că *particulele emise de către metalele încălzite sînt identice cu cele emise de metale prin efect fotoelectric, respectiv cu cele din radiațiile catodice, adică sînt electroni.*

Aceeași concluzie este confirmată în anul 1904 de *Owen* și *Wehnelt*, care au arătat că nu numai metalele, dar și unii oxizi metalici aduși în stare de incandescență emit electroni.

Un nou argument în favoarea aceleiași concluzii este obținut, cîțiva ani mai tîrziu, de *Hughes* și *Dubridge*. La studiul efectului fotoelectric (vezi *Lumina —undă sau corpuscul?*, p. 95) s-a arătat că pentru a putea părăsi un metal, un electron trebuie să aibă o energie minimă denumită *lucru mecanic de extracție*, care depinde numai de natura metalului. În consecință, dacă se determină lucrul mecanic de extracție cu ajutorul fenomenelor de fotoemisie, respectiv termoemisie, ar trebui să se obțină valori apropiate (valori egale neputîndu-se obține datorită erorilor de măsură care sînt prezente întotdeauna). Măsurătorile celor doi fizicieni au arătat că pentru platină, lucrul mecanic de extracție are valoarea de 6,30 V, în cazul efectului fotoelectric și respectiv 6,27 V, în cazul emisiei termoelectrice, ceea ce demonstrează că metalele emit electroni prin ambele fenomene.

Menționăm că metalele pot emite electroni, nu numai prin efect fotoelectric și emisie termoelectronică, dar și atunci cînd sînt bombardate cu un fascicul de electroni. Acest fenomen a căpătat denumirea de *emisie secundară de electroni*. Emisia secundară de electroni poate să apară, de exemplu, atunci cînd fasciculul de radiații catodice cade pe cilindrul Faraday din experiența lui Perrin. Din fericire, întîmplător, Perrin a utilizat la confecționarea cilindrului un material pentru care această emisie este relativ slabă.

Scanned with OKEN Scanner

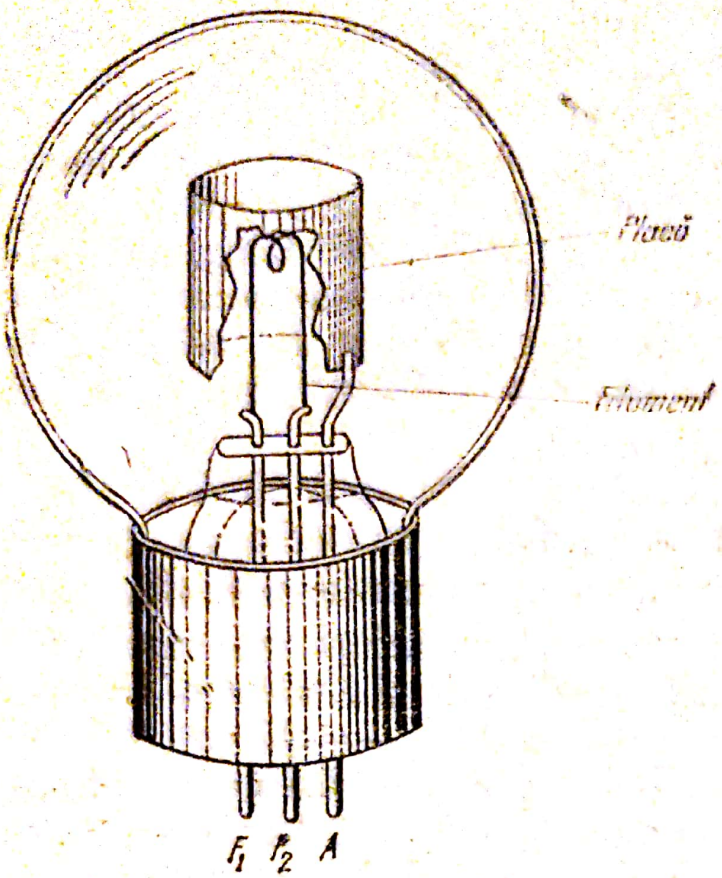


Fig. 45. Dioda cu vid

Nu putem încheia acest paragraf fără să prezentăm pe strămoșii tuburilor electronice a căror funcționare se bazează și pe fenomenul emisiei termoelectronice.

În timp ce Edison se ocupa de perfecționarea becului cu incandescență, *John Flemming*, în anul 1904, a construit tubul din fig. 45 care, cu excepția unor detalii constructive, nu se deosebește de dispozitivul din fig. 44. Tubul Flemming, sau cum a fost denumit ulterior, *dioda cu vid*, este format dintr-un balon de sticlă în care s-a făcut vid și în care s-a introdus un filament filiform și o placă metalică de forma unui cilindru care înconjură filamentul. Între cele două borne F_1 și F_2 ale filamentului se aplică o tensiune electrică. Curentul care circulă prin filament sub acțiunea acestei tensiuni îl încălzește pînă la incandescență. Spre deosebire însă de Edison, Flemming a utilizat o a doua sursă de tensiune pe care a conectat-o între una din bornele filamentului și placă.

Dacă această sursă de tensiune este conectată cu borna pozitivă la placă și cu cea negativă la filament, atunci prin

tub, și deci și prin circuitul exterior, circulă un curent determinat de deplasarea electronilor de la filament către placă, sub acțiunea cîmpului electric exterior accelerator. Din contră, în situația inversă, în care sursa este conectată cu borna negativă la placă și cu cea pozitivă la filament, curentul este nul, deoarece electronii emiși de filament sînt respinși de placă. Tubul Flemming se comportă deci ca o supapă care lasă să treacă curentul electric numai într-un sens și anume numai de la placă spre filament.

Datorită proprietății menționate Flemming a utilizat acest tub pentru detecția undelor „fără fir", cum erau denumite în acea perioadă undele electromagnetice care se propagau prin ceea ce radiofoniștii numeau „eter", adică prin atmosferă, înlocuind, astfel, vechiul dispozitiv — *coherorul*, care era construit dintr-un tub de sticlă, umplut cu pilitură de fier.

Pasul hotărîtor în ceea ce privește dezvoltarea tuburilor electronice l-a făcut, în anul 1906, *Lee de Forest* (1873—1961) care a avut ideea să introducă între placă și filament un al treilea electrod de forma unui „grătar" care, din acest motiv, a căpătat denumirea de *grilă* (vezi fig. 46). Pentru funcționarea tubului este necesar ca placa să aibă un potențial

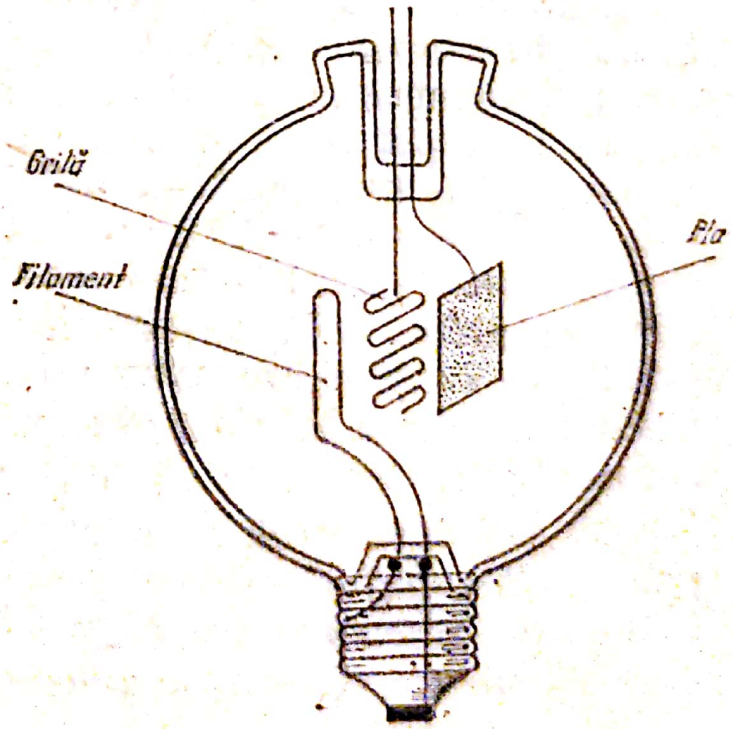


Fig. 46. Trioda cu vid

pozitiv față de filament, bineînțeles și filamentul să fie încălzit. Circulația particulelor negative de la filament la placă, adică în fond valoarea curentului de placă, poate fi controlată cu ajutorul potențialului electric la care se află grila, efect care conferă tubului proprietatea de a amplifica semnalele electrice aplicate pe grilă. Acest tub electronic, pe care De Forest l-a denumit *audion* și care, ulterior, a căpătat denumirea de *triodă*, a deschis perspective atît de largi dezvoltării radiofoniei, încît însuși inventatorul lui a fost surprins. Puține sînt invențiile care au revoluționat într-o măsură atît de mare, nu numai industria, dar și viața oamenilor, cum a fost cea a lui Lee de Forest.

EFECTUL ZEEMAN

În anul 1896, în timp ce *Hendrik Antoon Lorentz* (1853—1928) încerca să pună de acord ecuațiile lui Maxwell cu structura atomică discontinuă a substanței, *Pieter Zeeman* (1865—1943) a efectuat o experiență, de o deosebită importanță pentru evoluția ulterioară a ideilor fizicii moderne, în care a încercat să pună în evidență influența cîmpului magnetic asupra lungimii de undă a radiațiilor emise de atomi. În acest scop, Zeeman a introdus între polii unui electromagnet o sursă de lumină, iar cu ajutorul unui spectrograf a determinat dacă apare sau nu o modificare a lungimii de undă pe care o au radiațiile emise în prezența cîmpului magnetic, față de cele corespunzătoare absenței cîmpului. La început, rezultatul experienței a fost negativ, adică nu a putut să observe experimental nici o modificare a lungimii de undă.

Era pe punctul să abandoneze experiența, cînd, întîmplător, a început să citească memoriile lui Faraday. Aflînd că ilustrul fizician a încercat, cu aproximativ o jumătate de secol înainte, să pună în evidență același fenomen și fiind

convins că Faraday nu se putea înșela, Zeeman a reluat experiența, utilizînd, de data aceasta, un cîmp magnetic mai puternic. Spre satisfacția sa a constatat că în cazul liniei roșii emisă de cadmiu apare o ușoară lărgire, dacă emisia de radiații are loc în cîmp magnetic.

Zeeman l-a informat imediat pe Lorentz asupra acestei observații. La sugestia lui Lorentz, Zeeman a efectuat o gaură în miezul electromagnetului pentru a putea observa și radiația emisă de-a lungul direcției cîmpului magnetic, alături de radiația emisă de-a lungul direcției perpendiculare și a determinat, cu ajutoul unor polarizori, starea de polarizare a radiațiilor emise de-a lungul celor două direcții. Studiile experimentale ale lui Zeeman au arătat că într-un cîmp magnetic, o linie spectrală se despică în trei linii, dintre care una are frecvența nemodificată, iar celelalte două o valoare mai mică, respectiv mai mare, variațiile frecvenței fiind egale între ele și direct proporționale cu intensitatea cîmpului magnetic.

Schema experienței lui Zeeman, precum și explicația fenomenelor, au fost expuse în lucrarea *Lumina —undă sau corpuscul?*, p. 48. S-a arătat că Lorentz considera atomii ca fiind formați din particule încărcate cu sarcină electrică pozitivă sau negativă, pe care i-a denumit generic electroni. Această denumire nu s-a menținut, prin electron înțelegîndu-se numai particulele componente ale atomilor care au sarcină negativă. Lumina, emisă sau absorbită de către atomi, s-ar datora, după Lorentz, oscilațiilor acestor „electroni". După caracterul polarizării liniilor spectrale despicate de cîmpul magnetic, Lorentz și Zeeman au constatat că numai „electronii" negativi, adică veritabilii electroni participă la procesul de emisie a luminii de către atomi. Mai mult, calculele matematice efectuate de Lorentz au permis să se obțină, pe baza datelor experimentale măsurate de Lorentz, că sarcina specifică a acestor „electroni" negativi are ordinul de mărime de 10^{11} C/kg. Concluzia care rezultă este simplă: *în atomi se află electroni care participă la procesul de emisie a luminii.*

Scanned with OKEN Scanner

Această concluzie este confirmată de *H.D. Babcock* și *W.V. Houston* care, în 1920, au arătat că sarcina specifică determinată cu ajutorul efectului Zeeman este egală cu $1{,}761 \cdot 10^{11}$ C/kg. Trebuie să menționăm că dintre toate metodele de măsură, cele spectroscopice au precizia cea mai bună. Într-adevăr, dacă ne referim la rezultatul lui Babcock și Houston, imprecizia „planează" numai asupra celei de-a patra cifre, primele trei cifre fiind în mod sigur precise.

Și Zeeman a fost favorizat de șansă. Astfel, datorită unui concurs fericit de împrejurări, Zeeman a studiat despicarea liniilor spectrale în cîmp magnetic, pentru atomii care prezintă așa-numitul *efect normal*, efect care poate fi explicat cu ajutorul fizicii clasice. Cercetările ulterioare au arătat că există și alți atomi, cărora le este caracteristică o despicare mai complexă, în fața căreia fizica clasică nu mai face față.

RADIAȚIILE β

După ce, în februarie 1896, *Henri Becquerel* (1852—1908) descoperă radioactivitatea, s-a pus problema elucidării naturii diferitelor tipuri de radiații emise de substanțele radioactive. În anul 1900, Becquerel determină, cu ajutorul metodei devierii în cîmpuri electrice și magnetice, că radiațiile β sînt constituite din particule cu sarcină electrică negativă, care au sarcina specifică egală cu 10^{11}C /kg. Concluzia acestor măsurători este, de asemenea, simplă: *radiațiile β sînt formate din electroni*. Este interesant de remarcat că, așa după cum am arătat măsurătorile lui Becquerel, viteza electronilor emiși, de exemplu, de către radiu, este enormă, fiind aproximativ egală cu 2/3 din cea a luminii.

Concluzia lui Becquerel este confirmată de către Kaufmann care, un an mai tîrziu, a arătat că sarcina specifică a particulelor negative din radiațiile β este egală cu $1{,}77 \cdot 10^{11}$ C/kg.

În anul 1905, J.J. Thomson a sistematizat datele experimentale obținute în acel an, sub forma următorului tabel care a apărut în ediția din 1906 a cunoscutei sale monografii *Conducția curentului electric prin gaze*.

Primele valori ale sarcinii specifice a electronului

Fenomenul studiat	Numele cercetătorului	Anul experienței	Valoarea sarcinii specifice (C/kg)
Radiații catodice	J.J. Thomson*	1897	$0,77 \cdot 10^{11}$
	J.J. Thomson**	1897	$1,17 \cdot 10^{11}$
	Kaufmann	1897	$1,86 \cdot 10^{11}$
	Simon	1899	$1,865 \cdot 10^{11}$
	Wiechert	1899	$1,26 \cdot 10^{11}$
	Seitz	1902	$1,87 \cdot 10^{11}$
Radiații Lenard	Lenard	1898	$0,68 \cdot 10^{11}$
Efect fotoelectric	J.J. Thomson	1899	$0,76 \cdot 10^{11}$
	Lenard	1900	$1,15 \cdot 10^{11}$
	Reiger	1905	$(0,96 \div 1,2) \cdot 10^{11}$
Emisia termoelectrică	J.J. Thomson	1899	$0,87 \cdot 10^{11}$
	Owen	1904	$0,56 \cdot 10^{11}$
	Wehnelt	1904	$1,4 \cdot 10^{11}$
Radiația β	Becquerel	1900	$1,0 \cdot 10^{11}$
	Kaufmann	1901	$1,77 \cdot 10^{11}$

* prin metoda devierii în câmpuri electrice și magnetice
** prin metoda sarcinii și energiei cedate cilindrului Faraday

Se observă că sarcina specifică a particulelor care intervin în fenomenele studiate are valori cuprinse între $0,68 \cdot 10^{11}$ și $1,87 \cdot 10^{11}$ C/kg. Deși limita superioară este de aproximativ trei ori mai mare decît cea inferioară, J.J. Thomson a arătat că diferențele dintre aceste valori nu se datoresc faptului că avem de-a face cu particule diferite, ci se explică prin erorile experimentale. Desigur, pentru noi, erorile experimentale par cam mari însă să nu uităm că nu ne aflăm în zilele noastre, ci la începutul secolului al XX-lea cînd fizica experimentală nu beneficia de o tehnică de măsură atît de precisă ca cea actuală.

În plus, mai trebuie să adăugăm că, așa după cum au arătat cercetările ulterioare, masa electronului variază cu viteza. Sarcina specifică q/m este egală cu raportul dintre sarcina electrică, care este constantă, și masa, care este o mărime variabilă. Rezultă că valoarea sarcinii specifice depinde de viteza electronilor. În consecință, pentru a putea compara riguros valorile obținute, este necesar ca în toate experiențele care au furnizat datele din acest tabel, electronii să aibă aceeași viteză sau, în cazul în care acest lucru nu este posibil, să facem corecțiile necesare.

Tabelul demonstrează că particule cu aceeași sarcină specifică sînt emise de:

— catozii tuburilor de radiații catodice,
— metale prin efect fotoelectric,
— metale prin emisie termoelectronică,
— substanțele β-active.

În plus, efectul Zeeman, care nu a fost cuprins în acest tabel, arată că particule identice sînt prezente și în interiorul atomilor. Această concluzie nu rezultă în mod automat din faptul că atomii, de exemplu, ai metalelor, emit electroni, în anumite condiții. Astfel, în prezent se cunosc unele particule care sînt „produse" de atomi, chiar în momentul în care sînt emise. Un exemplu foarte familiar este cel al fotonilor.

Să nu uităm însă că toate aceste raționamente au fost efectuate pe baza ipotezei că sarcina electronului este egală cu cea a ionilor de hidrogen, ipoteză care încă nu fusese con-

Scanned with OKEN Scanner

firmată experimental. Din această cauză, J. J. Thomson împreună cu colaboratorii săi de la laboratoarele Cavendish au acordat o deosebită atenție problemei determinării sarcinii electronului, problemă care va constitui subiectul paragrafelor ce urmează.

METODA LUI TOWNSEND

Prima măsurare a sarcinii electronului a fost efectuată de Townsend care lucra în cadrul aceluiași laborator cu J. J. Thomson. Deși precizia lăsa mult de dorit, experiența lui Townsend prezintă o deosebită importanță, deoarece în ea apar, într-o formă embrionară, elementele esențiale ale unor viitoare metode mai perfecționate.

Se cunoștea de aproximativ un secol că hidrogenul gazos, care rezultă din reacția unui acid cu un metal, este purtătorul unei sarcini electrice. Townsend a observat primul că și gazele care se degajă la electrozii vasului în care are loc electroliza unei substanțe sînt, de asemenea, încărcate cu sarcină electrică. Cu ajutorul electrolizei se pot deci obține gaze încărcate cu sarcină electrică. Sarcina electrică pe care o are gazul se datorește faptului că unii atomi au pierdut sau au achiziționat unul sau mai mulți electroni, adică s-au transformat în ioni.

Să presupunem că reușim să formăm în volumul unui gaz un singur tip de ioni. În acest caz, sarcina unui ion este egală cu raportul dintre sarcina electrică pe care o are un anumit volum de gaz și numărul ionilor existenți. Prima mărime se poate măsura relativ ușor cu ajutorul unui electrometru.

Scanned with OKEN Scanner

Pentru determinarea numărului de ioni, Townsend a utilizat o metodă foarte ingenioasă. Astfel, el a observat că, în atmosfera umedă din regiunea de deasupra soluției care este supusă electrolizei, se formează picături minuscule de apă. Aceste picături iau naștere prin condensarea vaporilor de apă în jurul ionilor.

La aceeași concluzie a ajuns, în același timp, independent de Townsend, și Wilson, care lucra în același laborator. În acea perioadă, Wilson era preocupat de procesul de formare al norilor. Un nor, după cum se știe, este format dintr-un număr foarte mare de mici picături de apă. Fiecare picătură ia naștere prin condensarea vaporilor de apă în jurul unui centru de condensare. Rolul de centru de condensare îl pot juca, de exemplu, particulele de praf existente în atmosfera terestră. Astfel se explică formarea ceței. La înălțimile la care se formează norii, particulele de praf sînt practic inexistente. Cine joacă atunci rolul centrelor de condensare? Wilson a intuit că acest rol poate fi îndeplinit numai de ionii care se pot forma la orice înălțime. Pentru a-și verifica această idee, Wilson a efectuat unele experiențe care au culminat cu realizarea camerei cu ceață care-i poartă numele (vezi lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?*, p.156).

Townsend a avut ideea de a „ataşa" fiecărui ion cîte o picătură de apă. În consecință, numărul ionilor este egal cu cel al picăturilor de apă. Determinarea numărului de picături de apă din volumul gazului este o problemă incomparabil mai simplă. Într-adevăr, acest număr se poate calcula foarte ușor dacă se cunoaște cantitatea de apă din volumul respectiv și diametrul mediu al unei picături.

Schema experienței lui Townsend este reprezentată în fig. 47. În primul vas, din partea stîngă a figurii, are loc electroliza unei substanțe din care rezultă oxigen în dreptul electrodului *E*. Oxigenul este colectat cu ajutorul unei pîlnii. Townsend, pe baza unor considerații simple, a putut să calculeze debitul gazului care se degajă. Gazul străbate apoi

vasul A în care se află o soluție de iodid de potasiu, care reține ozonul și apoi vasul B, care conține apă. La ieșirea din vasul B, gazul conține picături minuscule de apă în jurul ionilor.

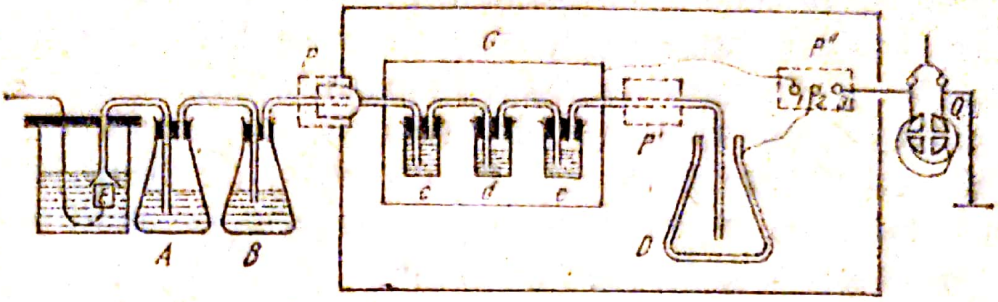


Fig. 47. Schema experienței lui Townsend de determinare a sarcinii elementare

Pentru a determina cantitatea de apă pe care o conține gazul, Townsend a utilizat trei vase notate cu c, d, e în care se află o soluție concentrată de acid sulfuric. După cum se știe, acidul sulfuric are proprietatea de a reține umiditatea din aer. În consecință, se poate considera că după ce a străbătut cele trei vase, gazul este perfect uscat, adică nu mai conține nici o picătură de apă. Cantitatea de apă conținută în unitatea de volum de gaz se poate calcula dacă se măsoară cu cît crește greutatea soluției de acid sulfuric într-un anumit interval de timp, bineînțeles după ce, în prealabil, a fost determinat debitul de gaz care rezultă prin electroliză.

Sarcina electrică pe care o conține fiecare picătură de apă poate, sau nu, să fie transferată soluției de acid sulfuric. Unele măsurători preliminare au arătat că numai aproximativ 20—25% din cantitatea de electricitate conținută în gazul format prin electroliză este reținută de soluția de acid sulfuric. Din această cauză, pentru a măsura cantitatea de electricitate conținută în unitatea de volum a gazului, Townsend a utilizat două dispozitive notate cu G și D.

Dispozitivul G reprezintă o cutie metalică în care sînt introduse cele trei vase cu acid sulfuric și care este izolată, din punct de vedere electric, de celelalte părți ale instalației. Din această cauză, curentul de gaz pătrunde și respectiv iese prin două treceri realizate în două blocuri de parafină

P și P'. Cel de-al doilea dispozitiv D este o „ploscă" în care pătrunde un tub de sticlă prin care circulă gazul, „plosca" fiind căptușită în exterior cu o folie metalică.

Cele două dispozitive sînt conectate la borna *1*, respectiv *2*, dispuse în blocul de parafină P''. Cea de-a treia bornă din acest bloc este conectată la un electrometru cu cuadranți Q. Conectînd succesiv borna *1*, respectiv *2*, la borna *3* se poate măsura, cu ajutorul electrometrului, sarcina pe care o transportă curentul de gaz în unitatea de timp, adunînd sarcina care este reținută de către soluția de acid sulfuric, cu sarcina care a mai rămas în gaz.

Mai rămîne de măsurat diametrul mediu al unei picături de apă. Inițial, Townsend a încercat să determine diametrul picăturilor cu ajutorul fenomenului de difracție, dar rezultatele au fost foarte puțin precise din care cauză a fost silit să renunțe la această metodă. Cercetările lui *George Gabriel Stokes* (1819—1903), din anul 1851, privitoare la deplasarea corpurilor în medii vîscoase, l-au ajutat.

Stokes a stabilit că un mediu vîscos cu coeficientul de vîscozitate η exercită asupra unui corp sferic de raza a care se deplasează cu viteza v o forță de frecare (de rezistență) R a cărei expresie este dată de relația:

$$R = 6\pi a \eta v. \qquad (15)$$

Această forță explică de ce, de exemplu, o parașută cade cu viteză constantă. În momentele imediat următoare lansării, parașuta, sub acțiunea greutății, cade cu viteză din ce în ce mai mare. Odată cu creșterea vitezei se mărește în aceeași măsură și forța de frecare vîscoasă, care este îndreptată în sens invers sensului de cădere. Din această cauză, se ajunge după un interval de timp la o situație de echilibru dinamic în care greutatea parașutei este echilibrată de forța de frecare. Forța rezultantă care se exercită asupra parașutei este nulă și în consecință ea va avea o mișcare uniformă, caracterizată, deci, printr-o viteză constantă.

Să considerăm o picătură de apă care cade în aer sub acțiunea propriei sale greutăți. În situația în care greutatea

sa este egală cu forța de frecare, picătura cade cu o viteză constantă pe care o notăm cu v_g. Greutatea G a picăturii este egală cu:

$$G = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho g \tag{16}$$

în care ρ este densitatea apei.

Din egalitatea celor două forțe:

$$6 \pi a \eta v_g = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho g \tag{17}$$

se obține raza a a picăturii:

$$a = \sqrt{\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta v_g}{g \rho}}. \tag{18}$$

În aceste raționamente s-a neglijat forța arhimedică. Într-adevăr, așa după cum se știe, asupra unui corp scufundat într-un fluid se exercită o forță îndreptată de jos în sus, egală cu greutatea fluidului dezlocuit. În consecință, în relația (16) ar trebui să scădem din greutatea picăturii de apă greutatea volumului de aer dezlocuit, adică mărimea $4/3\, \pi a^3 \cdot \rho' g$ în care ρ' este densitatea aerului, astfel încît termenul din partea dreaptă a relației (17) devine $4/3\, \pi a^3 g (\rho - \rho')$. Întrucît densitatea ρ' a aerului este mult mai mică decît cea a apei, această corecție este neglijabilă.

Din relația (18) se deduce că pentru determinarea razei este necesar să cunoaștem viteza cu care cade o picătură de apă. Această mărime este însă inaccesibilă unor măsurători directe, din care cauză, în locul ei, Townsend a utilizat viteza cu care coboară norul de ceață. În acest scop, Townsend a introdus gazul de la ieșirea din vasul B într-un recipient de sticlă. În recipient se formează ceață deoarece gazul conține atît vapori de apă cît și ioni, care reprezintă centre de condensare. Spre satisfacția sa, Townsend a constatat că nivelul ceței din recipient coboară surprinzător de

uniform, ceea ce denotă că picăturile de apă au aproximativ același diametru.

Pentru a putea aprecia rezultatul acestei experiențe este necesar să precizăm mai clar ipotezele care au stat la baza ei.

Townsend a presupus că prin electroliză rezultă numai un singur tip de ioni. Este adevărat că prin colectarea gazului numai de la un singur electrod, Townsend a reușit să rețină numai ionii unui anumit element însă de aici nu rezultă că toți ionii au aceeași sarcină electrică. S-ar putea ca unii ioni să aibă o sarcină pozitivă, iar alții o sarcină negativă, în care caz electrometrul măsoară diferența sarcinilor lor. Chiar dacă toți ionii ar avea sarcini electrice de același semn, s-ar putea ca valorile lor absolute să fie inegale, ca urmare a pierderii sau achiziționării unui număr diferit de electroni.

O a doua ipoteză se referă la faptul că picăturile de ceață se formează numai în jurul ionilor. Rezultă că toate picăturile de apă sînt încărcate cu sarcină electrică. Nu ar exista, deci, picături neutre din punct de vedere electric.

În sfîrșit, în conformitate cu cea de-a treia ipoteză principală, diametrele picăturilor de apă ar avea toate aceeași valoare.

În special primele două ipoteze sînt discutabile, deoarece ele nu au putut fi verificate în mod nemijlocit. Dacă la aceasta se mai adaugă și erorile experimentale, uneori destul de mari, în măsurarea diferitelor mărimi, apare clar că precizia la care ne putem aștepta de la această experiență nu este prea bună. Experiența poate să ne indice, în cel mai fericit caz, numai ordinul de mărime a sarcinii electronului.

Deși, din punct de vedere experimental, precizia măsurătorii lăsa mult de dorit, din punct de vedere teoretic rezultatul acestei experiențe prezenta o importanță excepțională, deoarece permitea verificarea ipotezei lui J. J. Thomson privitoare la sarcina electronului.

Cu ajutorul experienței pe care am prezentat-o, Townsend a stabilit că picăturile de apă aveau diametrul de $6 \cdot 10^{-4}$ cm și că într-un cm^3 se află $3 \cdot 10^4$ picături care posedă

o sarcină electrică de $3 \cdot 10^{-15}$ C. Rezultă că sarcina unei picături, deci sarcina unui electron, este de aproxmativ 10^{-19} C.

Ipoteza lui J.J. Thomson, conform căreia sarcina electronului este egală în valoare absolută cu cea a ionului de hidrogen, a căpătat, astfel, o primă confirmare experimentală.

METODA LUI J.J. THOMSON

J.J. Thomson a urmărit foarte atent experiența lui Townsend, mai ales că ea fusese efectuată în cadrul aceluiași laborator. Beneficiind de rezultatele cercetărilor lui Wilson, Thomson a elaborat o nouă metodă de măsură a sarcinii elementare, al cărei principiu este în esență identic cu cel al experienței lui Townsend. Sînt diferite însă modalitățile de creare a ionilor și ceței.

Schema experienței lui J.J. Thomson este reprezentată în fig. 48. Balonul de sticlă *A* este umplut parțial cu apă. În spațiul rămas liber se creează un amestec de aer și vapori

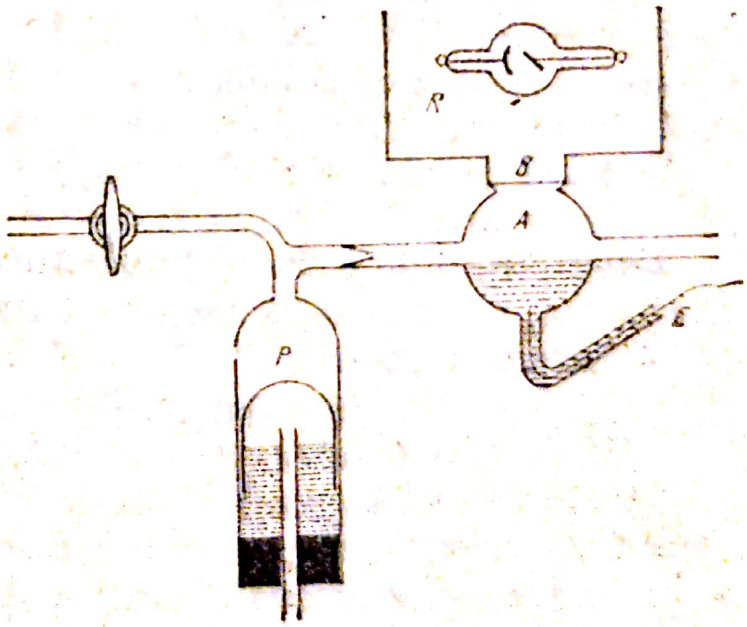


Fig 48. Schema experienței lui J.J. Thomson de determinare a valorii sarcinii elementare

de apă, la presiune, temperatură și grad de saturație convenabile. Pentru formarea ceței se coboară brusc pistonul *P*. Ionii sînt formați cu ajutorul fasciculului de radiații *X* generat de tubul Röntgen *R*.

Posibilitatea utilizării radiațiilor *X* pentru crearea ionilor a fost o urmare firească a cercetărilor pe care el însuși le-a întreprins asupra conductibilității electrice a gazelor. Deși *Charles Auguste Coulomb* (1736—1806) arătase că un corp izolat, încărcat cu sarcină electrică, aflat în aer, își pierde treptat sarcina, procesul conducției curentului electric prin gaze, practic, nu fusese încă studiat. De-abia în 1895, J.J. Thomson a început să studieze acest proces, beneficiind de facilitățile oferite de radiațiile *X*, care fuseseră descoperite în același an, precum și de cele ale radiațiilor emise de substanțele radioactive, puse în evidență cu doi ani mai tîrziu. Aceste radiații provoacă descărcarea unui electroscop inițial încărcat cu o sarcină electrică, ceea ce a ușurat enorm cercetările în acest domeniu, deoarece experimentatorii aveau la dispoziție un agent care conferea gazelor proprietatea de a fi conductoare.

J.J.Thomson împreună cu colaboratorii au constatat că conductibilitatea electrică conferită gazelor de către radiațiile *X* sau de cele ale radiului dispare dacă gazul respectiv este filtrat. De asemenea, conductibilitatea electrică se micșorează considerabil dacă gazul este obligat să circule prin tuburi metalice subțiri. În sfîrșit, conductibilitatea electrică se anulează dacă gazul parcurge spațiul dintre două plăci metalice aflate la o diferență de potențial suficient de ridicată. Primele două observații arată că „ceva", care poate fi îndepărtat prin filtrare sau prin difuzie înspre pereții metalici ai unui tub, determină conductibilitatea electrică a unui gaz, iar cea de-a treia, că acești „ceva" sînt încărcați cu sarcină electrică.

Măsurătorile experimentale au arătat că pe măsură ce se mărește tensiunea aplicată celor două plăci metalice, între care se află gazul supus iradierii cu radiații *X*, curentul care circulă prin gaz prezintă la început o creștere, pentru ca apoi să se mențină la o valoare constantă, denumită

curent de saturație. Valoarea curentului de saturație depinde numai de intensitatea radiațiilor X. De asemenea, s-a mai constatat că dacă se întrerupe iradierea cu radiații X, curentul electric scade pînă la valori foarte mici, neglijabile, într-un interval de timp de ordinul a cîtorva secunde.

Aceste observații demonstrează că conductibilitatea electrică a gazelor se datorește unor particule încărcate cu sarcină electrică, ce se formează sub acțiunea radiațiilor X. Într-adevăr, dacă se admite această ipoteză, atunci toate observațiile experimentale se explică foarte ușor. Sub acțiunea radiațiilor X se formează particule încărcate cu sarcini electrice, atît pozitive cît și negative, în număr egal. Evident, în paralel cu acest proces are loc și fenomenul invers prin care particulele astfel formate se recombină între ele, formînd ansamble neutre din punct de vedere electric. Procesul de recombinare este mai puțin intens decît cel de formare, astfel încît iradierea cu radiații X are ca efect global crearea unor particule încărcate cu sarcină electrică, capabile să conducă curentul electric, deoarece se pot deplasa relativ liber prin volumul gazului. Dacă se întrerupe iradierea cu radiații X, încetează procesele de creare a acestor particule încărcate. Procesele de recombinare au loc în continuare, ceea ce produce o micșorare în timp a numărului particulelor încărcate, deci a curentului electric.

Mecanismul conducției curentului electric prin gaze prezintă unele asemănări cu cel din cazul electroliților. Din această cauză, particulele încărcate, care iau naștere prin iradierea cu radiații X, au fost denumite tot *ioni*. Pînă la descoperirea radiațiilor X, singurul tip de ioni cunoscuți erau cei din soluțiile unor substanțe, cum ar fi, de exemplu, clorura de sodiu ($NaCl$), care disolvată în apă se „desface" într-un ion pozitiv de sodiu, Na^+ și un ion negativ de clor, Cl^-. Ionizarea produsă de radiațiile X era însă diferită, deoarece ea putea fi observată în gaze pure, cum ar fi azotul, oxigenul și chiar la gazele inerte, ca, de exemplu, argonul și heliul.

După această paranteză, să revenim la experiența lui J.J. Thomson. La începutul experienței, pistonul se află

în poziție superioară, iar în balonul *A* se formează un amestec de aer și vapori de apă cu parametri convenabili. Tubul de radiații *X* funcționează, creîndu-se în acest amestec ioni. Apoi, pistonul este brusc lăsat în jos. Are loc o creștere a volumului ocupat de amestec și o scădere rapidă a presiunii și temperaturii ceea ce are ca efect suprasaturarea vaporilor de apă. Imediat, vaporii de apă încep să se condenseze în jurul ionilor, formîndu-se, astfel, minuscule picături de apă.

Ca și Townsend, J.J. Thomson trebuia să măsoare aceleași mărimi, adică sarcina electrică și numărul ionilor egal cu cel al picăturilor de apă. Prin iradiere cu radiații *X* se formează atît ioni pozitivi, cît și negativi. Townsend utilizase numai ioni cu sarcină de același semn. Din această cauză, J.J. Thomson nu a putut folosi un electrometru, ci a trebuit să recurgă la o altă metodă. Astfel, a aplicat o tensiune electrică continuă între o plăcuță subțire de aluminiu *B*, situată în partea superioară a vasului *A* și un fir *E* introdus în volumul de apă și a măsurat curentul electric care circulă prin acest circuit. Pe baza unor raționamente simple, J.J. Thomson a calculat sarcina electrică pe care o au totalitatea ionilor de un anumit semn.

Determinarea numărului de picături de apă necesita cunoașterea cantității de apă din amestecul dintre aer și vaporii de apă, precum și diametrul mediu al unei picături. Prima mărime era prea mică pentru a putea fi determinată direct. Din această cauză, J.J. Thomson a obținut-o în urma unor calcule în care interveneau variațiile de temperatură, precum și proprietățile termodinamice ale vaporilor de apă și aerului. Cea de-a doua mărime a obținut-o analog, adică din viteza de coborîre a nivelului ceții din vasul *A*.

Întrucît metoda lui J.J. Thomson este identică principial cu cea a lui Townsend, rezultă că se mențin, în continuare, în esență, aceleași ipoteze. Este adevărat că în cadrul primei ipoteze dispare incertitudinea în ceea ce privește faptul că toți ionii ar avea același semn însă se păstrează aceeași presupunere conform căreia toți ionii ar avea aceeași sarcină, egală cu cea elementară. Cea de a doua ipoteză,

conform căreia toate picăturile de apă ar fi încărcate cu sarcină electrică, precum și cea de-a treia, prin care se admite că diametrul picăturilor este aproximativ același, rămîn în continuare nemodificate. Din această cauză, nici de la experiența lui J.J. Thomson nu ne putem aștepta la o precizie prea bună.

Primele rezultate obținute de J.J. Thomson, în anul 1897, arătau că sarcina electrică elementară ar avea valoarea de $2{,}2 \cdot 10^{-19}$ C.

Între timp, Wilson a constatat că ionii negativi sînt mult mai activi în ceea ce privește formarea picăturilor de apă. Din această cauză, pentru grade de mărire a volumului mai mici decît 1,3, condensarea are loc numai în jurul ionilor negativi.

În experiențele ulterioare, din anul 1901, J.J. Thomson, utilizînd această observație, a format picături de apă numai în jurul ionilor negativi, constatînd că erau mai uniforme față de cele din primele experiențe, ce se formau atît în jurul ionilor negativi, cît și pozitivi, ultimii fiind mai puțin activi. În plus, J.J. Thomson a folosit pentru formarea ionilor, nu un fascicul de radiații *X*, ci radiațiile emise de către substanțele radioactive care prezentau avantajul de a fi mai constante în timp, ca intensitate. Aceste experiențe indicau că sarcina elementară ar fi egală cu $1{,}1 \cdot 10^{-19}$ C.

Numeroasele experiențe efectuate de J.J. Thomson în care balonul de sticlă era umplut, nu cu aer, ci cu hidrogen, oxid de carbon etc., iar în calitate de agent ionizator se utilizau radiațiile *X*, obținute cu diferite tensiuni de accelerare, precum și radiațiile emise de diverse substanțe radioactive, arătau că se obține cu mici variații aceeași valoare a sarcinii electrice elementare. Aceasta demonstra că sarcina electrică elementară nu reprezintă sarcina medie a diferiților ioni, ci, efectiv, sarcina fiecărui ion. Într-adevăr, este imposibil de imaginat un proces de formare a ionilor cu sarcini electrice continuu variabile care, în diferite condiții, cum au fost acelea utilizate de J.J. Thomson, ar conduce la aceeași valoare a sarcinii medii.

Este adevărat că nici J.J. Thomson nu susținea că toți ionii ar avea aceeași sarcină electrică, egală cu cea elementară, ci o sarcină egală cu un multiplu întreg al acesteia, întrucît ei se pot forma prin pierderea sau achiziționarea unuia sau a mai multor electroni. Nici Townsend și nici J.J. Thomson nu au putut să determine și, în consecință, nu cunoșteau proporțiile în care se aflau ionii cu diferiți multipli întregi ai sarcinii elementare. Din această cauză, ei au presupus că toți ionii au sarcina electrică egală cu cea elementară, presupunere, evident, discutabilă.

METODA LUI WILSON

În anul 1903, Wilson a îmbunătățit metoda utilizată de către J.J. Thomson. Una din datele care creau cele mai mari dificultăți în măsurarea cu o precizie cît mai bună a valorii sarcinii electrice elementare era numărul picăturilor de apă. Atît Townsend, cît și J.J. Thomson au determinat acest număr pe baza vitezei de coborîre a norului, coborîre care are loc sub acțiunea forțelor gravitaționale. Wilson a avut ideea de a crea, cu ajutorul a două plăci orizontale, conectate la o sursă de tensiune un cîmp electric, îndreptat de-a lungul direcției verticale care acționează asupra picăturilor de apă cu o forță suplimentară față de cea gravitațională, întrucît ele sînt încărcate cu sarcină electrică. În funcție de intensitatea și de sensul cîmpului electric $\vec{E}$, picăturile de apă pot să coboare cu o viteză mai mică sau mai mare decît cea corespunzătoare absenței cîmpului electric, pot să se ridice sau chiar să păstreze o poziție fixă în spațiu.

Să considerăm cazul în care picăturile de apă se ridică În această situație, forța exercitată de cîmpul electric este mai mare în valoare absolută decît greutatea și este îndreptată în sus. Asupra unei picături care se deplasează în sus acționează forța exercitată de cîmpul electric în același sens,

precum și greutatea și forța de frecare, ambele îndreptate în sens invers. Egalînd aceste forțe, se obține relația:

$$qE = mg + 6\pi a \eta v_E, \tag{19}$$

în care m este masa picăturii, q valoarea absolută a sarcinii electrice, E intensitatea cîmpului electric, iar v_E viteza de deplasare în prezența cîmpului electric.

În absența cîmpului ($E = 0$), picătura se deplasează în jos cu o altă viteză, notată cu v_G, care se determină din egalitatea dintre forța de frecare și greutate:

$$mg = 6\pi a \eta v_G. \tag{20}$$

Din aceste două relații, prin eliminarea razei a necunoscute a picăturii, se obține că sarcina elementară are valoarea absolută

$$q = \frac{mg}{E} \cdot \frac{v_E + v_G}{v_G}. \tag{21}$$

De fapt, și în această expresie intervine raza a a picăturii, prin intermediul masei, deoarece $m = 4/3\ \pi\ a^3\ \rho$, rază care poate fi determinată cu ajutorul relației (19).

Se observă că pentru calculul sarcinii electrice trebuie să se măsoare doar vitezele de deplasare în prezența și respectiv în absența cîmpului electric, precum și intensitatea cîmpului electric. Nu mai este deci necesar să se determine sarcina electrică pe care o au ionii din volumul gazului.

Desigur, ideal ar fi dacă s-ar putea măsura chiar vitezele de deplasare ale unei picături individuale de apă, în care caz s-ar calcula în mod nemijlocit sarcina electrică pe care aceasta o are. Din nefericire, aceste mărimi nu sînt accesibile măsurării directe, din care cauză Wilson a utilizat în locul lor vitezele cu care se deplasează întreg norul. Aceasta introduce erori importante, deoarece este imposibil de efectuat măsurători exacte asupra unui „corp" atît de extins și de „imaterial" ca un nor, la aceasta adăugîndu-se și procesul de evaporare a picăturilor de apă.

Perfecționarea introdusă i-a permis lui Wilson să obțină o valoare mai precisă și anume de $1{,}03 \cdot 10^{-19}$ C, valoare

care era în concordanță cu cele obținute anterior de Townsend și J.J. Thomson.

Și în cazul experienței lui Wilson rămîn valabile aceleași ipoteze. Valabilitatea uneia dintre ipoteze și anume cea referitoare la faptul că toți ionii negativi, care erau utilizați și de Wilson pentru condensare, ar avea aceeași sarcină electrică, egală cu cea elementară, putea fi, de data aceasta, verificată experimental.

În absența cîmpului electric, nivelul ceței cobora uniform, ceea ce demonstra că picăturile de apă ar avea aceleași dimensiuni. De aici nu se poate trage concluzia că ele ar avea și aceeași sarcină electrică, întrucît masa unui ion negativ, de exemplu, cu o singură sarcină electrică elementară, deci care a achiziționat un electron, diferă într-o măsură neglijabilă de masa unui ion cu doi electroni. Într-adevăr, în conformitate cu ideile lui J.J. Thomson, care fuseseră confirmate de aceste experiențe, masa unui electron este de aproximativ o mie de ori mai mică decît cea a celui mai ușor atom — atomul de hidrogen. Dacă mai adăugăm că ionii cu diferite sarcini sînt înconjurați de foarte multe molecule de apă, rezultă că diferențele între masele picăturilor de apă sînt neglijabile datorită acestei cauze, evident, presupunînd că toate picăturile au aceleași dimensiuni.

Situația se modifică radical dacă picăturile de apă se deplasează într-un cîmp electric. Într-adevăr, un cîmp electric acționează asupra unei picături cu două sarcini electrice elementare cu o forță dublă față de cea asupra unei picături cu o singură sarcină. Dacă și în prezența cîmpului electric norul de ceață coboară, în mod uniform, atunci, într-adevăr, toți ionii au aceeași sarcină electrică. Observațiile lui Wilson arătau însă contrariul: în prezența cîmpului electric norul se descompunea în mai mulți „subnori" fiecare deplasîndu-se cu viteze diferite. O asemenea descompunere se explică numai dacă se admite că unii ioni sînt încărcați cu o sarcină elementară, alții cu două ș.a.m.d.

Această constatare arată că pentru calculul sarcinii electrice elementare trebuie să se cunoască proporțiile în care se află ionii cu diferite sarcini, proporții care deocamdată nu puteau fi determinate experimental.

SARCINA PARTICULELOR α

Ernest Rutherford (1871—1937) a arătat că particulele α, care reprezintă nuclee de heliu, au sarcina electrică egală cu două unități elementare. În consecință, dacă se măsoară sarcina particulelor α se obține, printr-o simplă operație de divizare prin 2, sarcina electronului. Sarcina particulelor α a fost măsurată în anul 1908 de Rutherford. În acest scop, Rutherford a așezat o sursă de particule α în fața unui electrod care avea o asemenea formă încît le putea colecta aproape pe toate. Cu ajutorul unui electrometru, Rutherford a determinat sarcina cedată de particulele α electrodului într-un interval de timp. Apoi, cu ajutorul unui ecran acoperit cu un strat de sulfură de zinc, Rutherford a măsurat numărul de particule α emise de sursă în același interval de timp. Sarcina unei particule α se obține divizînd sarcina indicată de electrometru cu numărul de particule. Pe baza datelor experimentale, Rutherford a obținut că sarcina electronului este egală cu $1{,}5 \cdot 10^{-19}$ C.

DETERMINAREA SARCINII ELECTRONULUI CU AJUTORUL NUMĂRULUI LUI AVOGADRO

Așa după cum s-a arătat, din legile electrolizei rezultă că produsul dintre sarcina electrică elementară și numărul lui Avogadro este egal cu o cantitate constantă de electricitate denumită farad. În consecință, dacă se cunoaște valoarea numărului lui Avogadro, se poate obține sarcina elementară printr-o simplă operație de împărțire.

Cea mai precisă valoare $N_0 = (6{,}019 \pm 0{,}003) \cdot 10^{23}$ a numărului lui Avogadro a fost obținută în 1930 de Bearden, cu ajutorul metodei difracției radiațiilor X. Și cantitatea de electricitate egală cu 1 farad a fost măsurată mai

precis, constatîndu-se că, de fapt, ea nu este egală cu 96 500 C, ci cu 96 487 C. Efectuînd calculele se obține că sarcina electronului este egală cu $(1{,}603 \pm 0{,}001) \cdot 10^{-19}$ C.

Menționăm că dacă se procedează invers, adică dacă se consideră cunoscută valoarea sarcinii electronului, atunci din legile electrolizei se obține numărul lui Avogadro.

EXPERIENȚA LUI MILLIKAN

Toate metodele prezentate, de determinare a sarcinii electrice elementare, au aceeași deficiență principală: în ele intervin un număr foarte mare de particule, din care cauză ceea ce se măsoară reprezintă o valoare medie. Este adevărat că valorile medii obținute sînt, în limitele erorilor experimentale, egale în toate cazurile, însă aceasta nu demonstrează că fiecare ion, fiecare picătură de apă sau fiecare particulă α are exact aceeași sarcină. Din această cauză, rezultatele experiențelor prezentate nu erau suficient de concludente.

De o astfel de deficiență a fost conștient și *Robert Andrews Millikan* (1868—1955). La început a efectuat o serie de experiențe în care a folosit metoda lui Wilson. Pe baza acestor experiențe, Millikan a obținut că sarcina electronului are valoarea $1{,}33 \cdot 10^{-19}$ C. În efectuarea experiențelor, Millikan a întîmpinat aceleași dificultăți ca și Wilson, dificultăți create de tendința ceții de a se destrăma, precum și de imposibilitatea de a determina cu precizia dorită viteza de cădere a norului, presupusă egală cu cea a picăturilor de apă. Millikan a reușit să înlăture prima dificultate, utilizînd în locul apei care are tendința să se evapore, ulei mineral, care nu are această proprietate. În același timp, folosirea picăturilor de ulei mineral i-a permis să învingă și cea de-a doua dificultate, căci acestea puteau fi observate individual cu ajutorul unui microscop. Millikan a reușit,

astfel, să măsoare, nu valoarea medie a sarcinii electrice a picăturilor de ulei, ci sarcina electrică a unei singure picături.

Partea principală a instalației experimentale o constituie un condensator plan format din două armături M și N de formă circulară (vezi fig. 49). Armătura superioară are

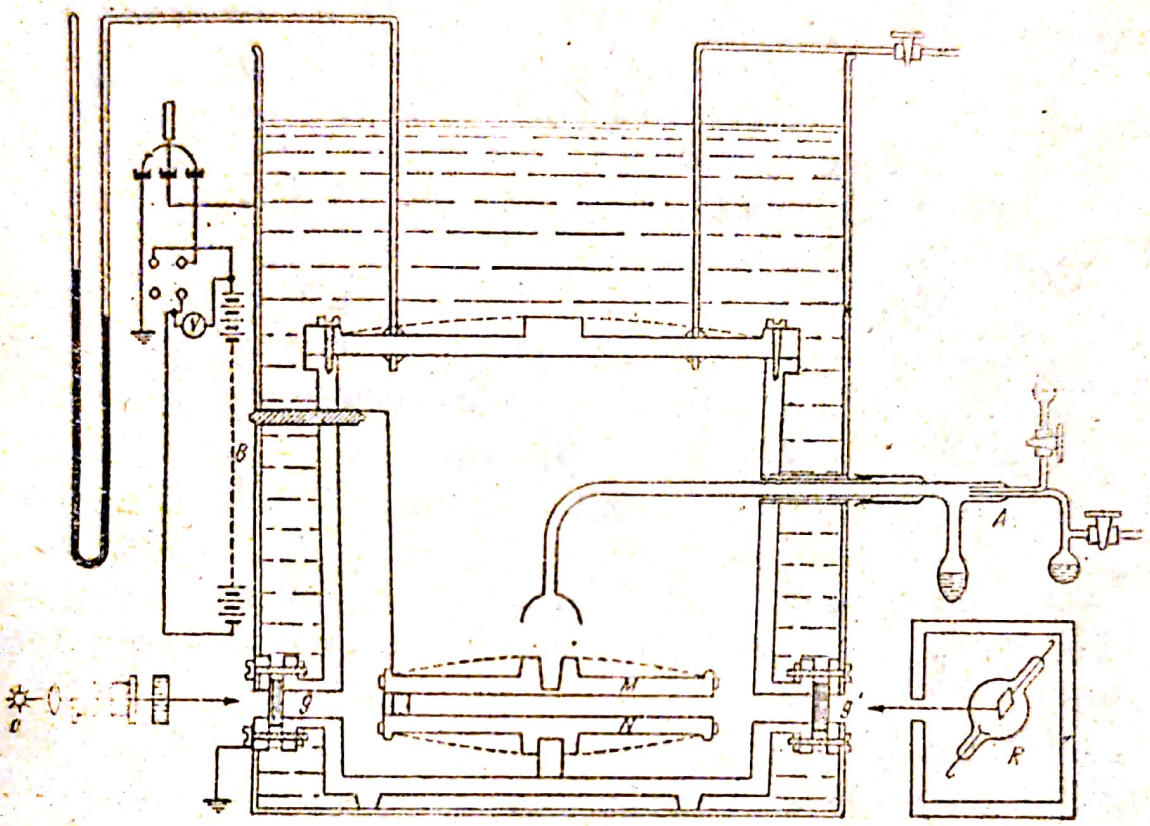


Fig. 49. Schema experienței lui Millikan de determinare a sarcinii elementare

un orificiu în centrul ei, prin care se introduc, în spațiul dintre plăcile condensatorului, picături fine de ulei, obținute cu ajutorul unui atomizor A. În procesul de pulverizare, picăturile se electrizează, astfel încît ele ajung încărcate cu sarcină electrică în interiorul condensatorului. Pentru observarea mișcării picăturilor de ulei, spațiul din interiorul condensatorului este iluminat cu ajutorul luminii provenite de la un arc electric a, care pătrunde prin fereastra g. În vederea evitării încălzirii condensatorului, după ce a traversat spațiul din interiorul lui, fasciculul de lumină

iese prin fereastra g'. Fereastra g' mai are un rol și anume acela de a permite pătrunderea radiațiilor X provenite de la un tub Röntgen R. Cu ajutorul radiațiilor X poate fi modificată sarcina picăturilor de ulei. Mișcarea unei particule poate fi observată cu ajutorul unui microscop. În acest scop, în planul focal al microscopului se introduc două fire reticulare care servesc ca repere. În sfîrșit, cele două armături ale condensatorului sînt legate la un potențiometru, alimentat de la o baterie de acumulatoare, cu ajutorul căruia se obține o tensiune variabilă și a cărei polaritate poate fi aleasă după dorință. Condensatorul este introdus în interiorul unei incinte, termostatate cu ajutorul unei băi de ulei, conectată la o pompă de vid, ce are rolul de a asigura obținerea unei presiuni optime, presiune care este măsurată cu ajutorul unui manometru.

Millikan a observat mai întîi mișcarea unei picături de ulei în situația în care nu se aplică tensiune pe armăturile condensatorului. Asupra picăturii acționează următoarele forțe:

— greutatea, egală cu $4/3\ \pi\ a^3\ \rho g$ în care a este raza picăturii, iar ρ densitatea uleiului, forță care este îndreptată în jos;

— forța arhimedică, determinată de faptul că picătura se află în aer, egală cu $4/3\ \pi a^3\ \rho' g$ în care ρ' este densitatea aerului, forță care este îndreptată în sus;

— forța de frecare vîscoasă, egală cu $6\ \pi\ a\ \eta\ v$ în care η este coeficientul de vîscozitate al aerului, iar v viteza, forță care este îndreptată în sus.

În situația în care rezultanta acestor forțe este nulă, picătura are o mișcare uniformă cu viteza v_g, care se obține din relația:

$$4/3\ \pi\ a^3\ (\rho - \rho')g = 6\ \pi a\ \eta\ v_g. \qquad (22)$$

În continuare, Millikan a observat mișcarea aceleiași picături în situația în care pe armăturile condensatorului se aplică o tensiune electrică, ce crează cîmpul electric E. Asupra picăturii de ulei mai acționează forța exercitată de cîmpul electric, egală cu qE, în care q este sarcina elec-

trică a picăturii. Sensul acestor forțe este determinat de sensul cîmpului electric și de semnul sarcinii electrice q. Presupunem că forța electrică qE este îndreptată în sus și că particula se deplasează în jos cu viteza v_E. Din condiția de echilibru a forțelor rezultă:

$$qE - 4/3\,\pi\, a^3\,(\rho - \rho')\,g = 6\pi\, a\,\eta\, v_E. \qquad (23)$$

Din relațiile (22) și (23) se obține că sarcina picăturii are valoarea:

$$q = \frac{4\pi}{3E}\left(\frac{9}{2}\,\eta\right)^{3/2} \frac{(v_E - v_g)\sqrt{v_g}}{\sqrt{g(\rho - \rho')}}. \qquad (24)$$

Dacă se măsoară vitezele unei aceleiași picături, în situațiile în care pe condensator nu se aplică, respectiv se aplică tensiune electrică, atunci cu ajutorul acestei relații se poate calcula valoarea sarcinii electrice q.

Millikan a efectuat măsurători asupra unui număr de particule de ulei mai mare de o mie. În unele cazuri, el a reușit să țină sub observație o aceeași picătură timp de cinci sau șase ore, ceea ce reprezintă o performanță deosebită, timp în care sarcina acesteia a fost de nenumărate ori modificată cu ajutorul fasciculului de radiații X.

Toate determinările arătau, într-o manieră indiscutabilă, că sarcina picăturilor de ulei este un multiplu întreg al unei cantități de electricitate. Experiențele efectuate de Millikan în mai multe rînduri, în anii 1913, 1917 și 1940, de fiecare dată perfecționîndu-le, au arătat că valoarea acestei cantități de electricitate deci valoarea sarcinii electronului este egală cu $(1{,}592 \pm 0{,}002)\ 10^{-19}$ C. După cum vom vedea, măsurătorile bazate pe difracția radiațiilor X au condus la valoarea de $(1{,}603 \pm 0{,}001)^{-19}$C, mai mare decît cea a lui Millikan.

În anul 1937, *Houston*, pe baza unor măsurători foarte precise asupra vîscozității aerului, a explicat această diferență, arătînd că ea se datorește legii lui Stokes care are o formă mai complicată decît cea considerată și că valoarea obținută prin metoda difracției radiațiilor X este cea corectă.

Menționăm că în anul 1958, *Dumond* și *Cohen*, pe baza datelor lui Houston, au calculat că sarcina electronului care, de obicei se notează cu litera e, este $e = (1{,}60178 \pm \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-19}$C.

Este impresionantă evoluția fizicii, nu numai sub aspectul ideilor fundamentale, dar și a perfecționării tehnicii experimentale. Un exemplu în acest sens ni-l oferă și istoria creșterii preciziei de măsură a sarcinii electronului. În anul 1874, Stoney a estimat valoarea sarcinii electronului cu o „precizie" de cîteva sute de procente. În 1906, Thomson și colaboratorii săi au îmbunătățit precizia de măsură la 30%. În 1909, pe baza valorii numărului lui Avogadro, obținută de Perrin, precizia a devenit 10%. Experiența lui Millikan din 1913 a permis determinarea sarcinii cu o precizie de 1%. În anul 1930, pe baza valorii numărului lui Avogadro, obținut cu ajutorul difracției radiațiilor X, precizia a ajuns la 0,02%, pentru ca în prezent ea să fie de 0,002%. Dacă am avea un cîntar care ar putea să efectueze măsurători asupra propriului nostru corp cu o precizie de 0,002%, atunci am putea pune în evidență variații ale greutății noastre de numai un gram.

Toate metodele pe care le-am prezentat ridică următoarea întrebare: întrucît noi nu am „luat" un electron din radiațiile catodice sau dintr-un metal și ca atare nu l-am atașat unei picături de apă (în cazul metodelor lui Townsend, Thomson și Wilson), respectiv unei picături de ulei (în cazul experienței lui Millikan), de unde știam că sarcina acestor picături este egală cu cea a electronului? În fond, dacă ne referim la experiența lui Millikan, care este cea mai concludentă, ce demonstrează ea?

Experiența lui Millikan demonstrează că sarcina unei picături de ulei este egală cu ne, în care n este un număr întreg, iar e o cantitate constantă de electricitate și atît. Ea nu demonstrează inexistența unor sarcini electrice mai mici decît e, de exemplu, care ar fi egale cu $e/2$. Într-adevăr, putem să presupunem că în condițiile experienței lui Millikan, fenomenele se petrec astfel încît sarcini electrice, egale fiecare cu $e/2$, se deplasează întotdeauna în grupuri de cîte două. Sarcina electrică elementară, pusă în evidență și măsurată cu ajutorul

experienței lui Millikan, ar putea avea o „structură" granulară sau continuă, adică ar putea fi constituită din sarcini mai mici indivizibile sau, respectiv, divizibile la infinit. Mai mult, această experiență nu ne oferă nici o dovadă directă că sarcina electrică a particulelor din radiațiile catodice este egală cu sarcina electrică elementară e. Din cele expuse, ar rezulta că nu avem nici un argument care să motiveze afirmația că sarcina electrică, măsurată de Millikan, este egală cu sarcina electronului. Raționamente analoage ne conduc la aceeași concluzie și în cazul metodelor lui Townsend, Thomson și Wilson, precum și în cea a lui Rutherford.

Și totuși, sarcina electrică e, determinată cu ajutorul tuturor acestor metode, este egală cu sarcina electronului. Această afirmație este motivată de faptul că cunoștințele noastre, care ne permit să explicăm comportarea moleculelor și atomilor, se bazează pe concepția conform căreia toate particulele componente ale acestor atît de minunate edificii au sarcinile electrice egale cu $+e$, 0 sau $-e$.

Scanned with OKEN Scanner

PROPRIETĂȚILE CORPUSCULARE ALE ELECTRONULUI

În primii ani ai secolului al XX-lea, ideea electronului-constituent universal al substanței fusese adoptată de către majoritatea fizicienilor acelor timpuri. Nu toți fizicienii credeau însă în existența electronilor. Röntgen, așa după cum s-a arătat, interzicea colaboratorilor săi să pronunțe cuvîntul electron, chiar în anul 1920. O asemenea poziție, greu de înțeles pentru noi, reprezenta însă o excepție. Aproape toți fizicienii se străduiau prin cercetările lor să cunoască mai bine electronul. Electronul era considerat ca un mic „ghemotoc" de substanță ale cărui proprietăți, evident corpusculare, trebuiau să fie mai bine cunoscute.

EXPERIENȚA LUI KAUFMANN

În anul 1901, adică cu patru ani înainte de fundamentarea teoriei relativității, Kaufmann a constatat experimental că masa electronului are o proprietate extrem de interesantă — este variabilă în funcție de viteză.

Schema experienței lui Kaufmann este reprezentată în fig. 50. Între polii N și S ai unui electromagnet puternic, Kaufmann a introdus armăturile metalice A și B ale unui condensator plan, armături pe care le-a conectat la bornele unei surse de alimentare. Se observă că direcția cîmpului electric este paralelă cu cea a cîmpului magnetic. Ansamblul

este străbătut perpendicular pe planul figurii de un fascicul de radiații β emise de o sursă de radiu. În partea opusă, perpendicular pe direcția fasciculului este așezată o placă fotografică.

Considerăm pe placa fotografică un sistem de coordonate xOy care are originea în punctul în care ajunge fasciculul, în

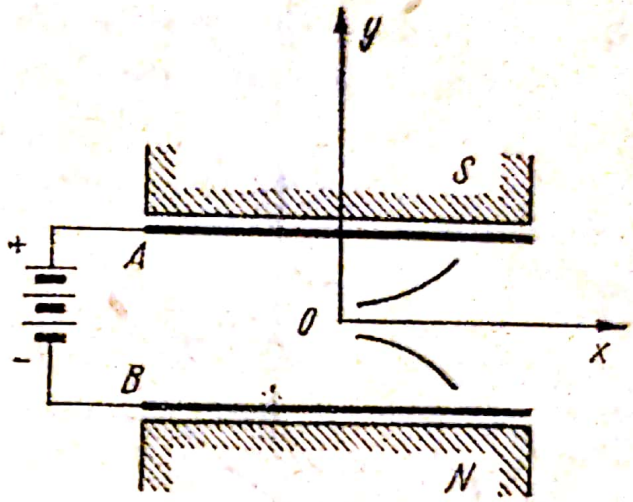


Fig. 50 Schema experienței lui Kaufmann

situația în care cîmpurile deviatorii sînt nule. Axa Oy este aleasă paralelă cu direcția cîmpului electric, care, la rîndul ei, este paralelă cu cea a cîmpului magnetic. În sfîrșit, perpendicular pe planul xOy alegem axa Oz. Se observă că de-a lungul acestei axe se propagă, către condensator, fasciculul de electroni.

Deplasarea unui electron poate fi urmărită cu ajutorul fig. 51. Cîmpul electric produce o deviație de-a lungul axei Oy, a cărei valoare este dată de relația (10), pe care o scriem din nou:

$$y = \left(D - \frac{1}{2} l\right) \frac{e}{m} \frac{El}{v_0^2} \qquad (25)$$

în care l este lățimea regiunii cu cîmp electric și magnetic, D distanța dintre această regiune și placa fotografică, iar v_0 viteza inițială. Cîmpul magnetic determină o deviație de-a lungul unei direcții perpendiculare, atît pe viteza inițială, cît și pe direcția sa, adică îndreptată de-a lungul axei Ox,

deviație care este dată de relația (11), pe care o scriem, de asemenea, din nou:

$$x = \left(D - \frac{1}{2} l\right) \frac{e}{m} \frac{Bl}{v_0}. \tag{26}$$

Sub acțiunea acestor două cîmpuri, un electron care are viteza inițială v_0 ajunge pe placa fotografică într-un punct ale cărui coordonate sînt date de relațiile (25) și (26).

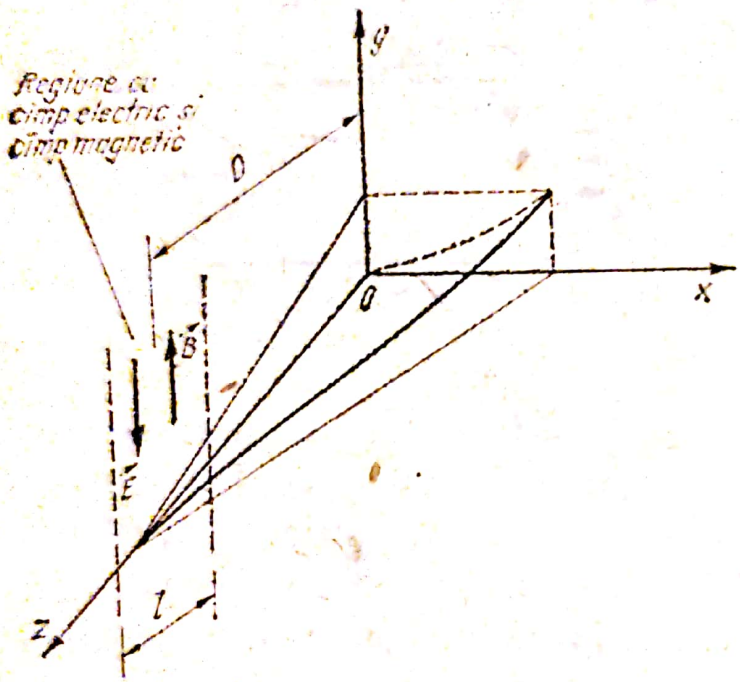


Fig. 51 Deplasarea electronilor în cazul experienței lui Kaufmann

Electronii emiși de o sursă β-activă au însă viteze care variază într-o anumită gamă. În acest caz, electronii care au aceleași viteze formează pe placa fotografică un punct, iar totalitatea electronilor o curbă a cărei ecuație rezultă prin eliminarea vitezei inițiale v_0 din expresiile (25) și (26) ale celor două deviații. Efectuînd calculele, se obține următoarea relație:

$$\frac{x^2}{y} = \frac{e}{m} \frac{B^2}{E} \cdot l\left(D - \frac{1}{2} l\right), \tag{27}$$

care reprezintă ecuația unei parabole. Evident, în funcție de sensurile cîmpurilor electric și magnetic, parabola poate fi

situată în diferite cadrane, așa după cum este ilustrat în fig. 52.

Cu cît viteza inițială a unui electron este mai mare, cu atît deviațiile determinate de cele două cîmpuri sînt mai mici. Rezultă că porțiunea de parabolă din jurul originii corespunde

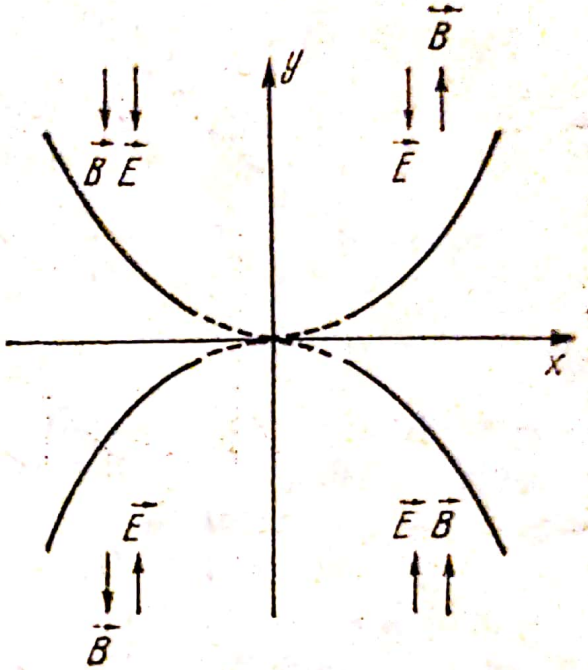


Fig. 52. Parabolele care se obțin pentru diferite sensuri ale cîmpului electric, respectiv magnetic

unor viteze foarte mari ale electronilor. Punctul din origine, în care deviațiile sînt nule, ar putea să fie atins numai de electroni care ar avea viteza infinită. Rezultă că domeniul din jurul originii nu este accesibil determinărilor experimentale. Din acest motiv, porțiunile corespunzătoare ale parabolelor au fost desenate cu linie întreruptă. Deși, comportarea electronilor în acest domeniu nu poate fi studiată experimental, se constată totuși că parabola se apropie de axa Ox, pe măsură ce viteza electronilor crește.

După ce a efectuat experiența și a developat placa fotografică, Kaufmann a constatat cu surprindere că a obținut o curbă care la prima vedere seamănă cu o parabolă, dar care nu se aproprie de axa Ox. Reluînd experiența, a păstrat același sens al cîmpului magnetic, dar a inversat sensul cîmpului electric. A obținut o curbă simetrică cu cea anterioară, ceea ce era de așteptat, deoarece s-a inversat sensul cîmpului electric. Care este explicația apariției unei asemenea curbe?

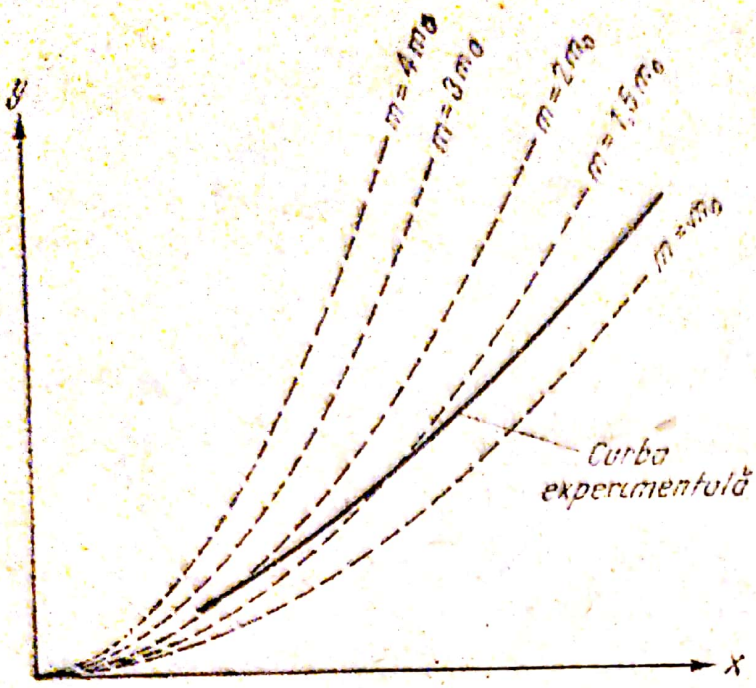


Fig. 53. Interpretarea rezultatelor experienței lui Kaufmann

Întrucît semăna cu o parabolă, Kaufmann și-a dat seama că în relația (27) trebuie să existe un factor care să depindă de punctul de pe parabolă, adică de viteza electronilor. Dimensiunile geometrice l și D, precum și intensitățile celor două cîmpuri deviatorii sînt, evident, niște constante. Singura posibilitate care mai rămîne este ca sarcina specifică e/m să depindă de viteză. Este posibil ca atît sarcina electrică e cît și masa m să depindă de viteză, după cum este, de asemenea, posibil ca numai una din aceste două mărimi să aibă această proprietate. Dintre posibilitățile presupuse, Kaufmann a ales-o pe cea conform căreia sarcina ar fi constantă și masa variabilă în funcție de viteză. Această alegere a fost confirmată, ulterior, de experiența lui Millikan care a arătat că, într-adevăr, sarcina electronului nu depinde de viteză.

În continuare, Kaufmann a trasat mai multe parabole, corespunzătoare unor mase ale electronului mai mari cu 50%, 100%, 200%, 300%, peste care a suprapus curba rezultată experimental. După cum se constată din fig. 53, curba experimentală intersectează parabolele în diferite puncte, ceea ce demonstrează că masa electronilor depinde de viteză. Se explică, astfel, de ce curba experimentală nu se apropie de origine. Întrucît punctele de pe

parabolă, situate mai aproape de origine, corespund unor viteze mai mari rezultă că *masa electronului crește cu mărirea vitezei*.

VARIAȚIA MASEI ELECTRONULUI CU VITEZA

Concluzia acestei experiențe l-a surprins nu numai pe Kaufmann însuși, dar și pe ceilalți fizicieni. Cum este posibil ca masa, care reprezintă o măsură a cantității de substanță, să depindă de viteză? se întrebau fizicienii acelor timpuri. Iată însă că în anul 1903, *Max Abraham* (1875—1922) și cu un an mai tîrziu, *Hendrik Antoon Lorentz* (1853—1928), pe baza unei idei mai vechi a lui J.J. Thomson, reușesc să găsească o explicație a fenomenului.

Încă din anul 1881, J.J. Thomson a emis o ipoteză foarte interesantă asupra naturii masei electronului. Esența raționamentelor lui J.J. Thomson apare mai clar dacă considerăm două particule identice în toate privințele, cu o singură excepție — una este neutră din punct de vedere electric, în timp ce cealaltă are o sarcină electrică. Inițial, ele sînt în repaus, iar apoi acționează asupra lor două forțe egale, pe care le notăm cu F.

Să considerăm, pentru început, cazul particulei neîncărcate. Sub acțiunea forței F, particula capătă o accelerație a care satisface binecunoscuta lege a mecanicii $F = ma$. Denumim masa m din această relație *masă mecanică*, deoarece ea intervine în legile mecanicii și o notăm cu m_m. Prima particulă are deci o masă de natură mecanică egală cu m_m.

Să considerăm și cea de-a doua particulă. Dacă nu ar fi încărcată cu sarcină electrică, atunci ea ar avea o masă de natură mecanică egală cu cea a primei particule, adică egală cu m_m. Particula este însă încărcată cu sarcină electrică. Deplasarea unei particule încărcate, fiind echivalentă cu

circulația unui curent electric, în conformitate cu teoria lui Maxwell și cu experiența lui Rowland dă naștere la un cîmp magnetic. În situația inițială, cînd particula este în repaus, cîmpul magnetic este nul. Pe măsură ce particula începe să se deplaseze cu viteză din ce în ce mai mare, cîmpul magnetic devine din ce în ce mai intens. Dar, în conformitate cu legea inducției electromagnetice, un cîmp magnetic variabil în timp generează un cîmp electric. Cîmpul electric, la rîndul său, exercită o forță asupra particulei încărcate îndreptată în sens invers sensului de deplasare, deci care se opune procesului de accelerare. Astfel, forța F trebuie să învingă nu numai inerția acesteia, dar și forța exercitată de cîmpul electric produs prin inducție.

Fenomene asemănătoare au loc și în procesul invers, de frînare a mișcării unei particule încărcate. Să presupunem că particula considerată se deplasează cu o viteză constantă și, la un moment dat, dorim să o oprim. În acest scop, acționăm asupra particulei cu o forță îndreptată în sens invers celui de deplasare. Forța aplicată trebuie să învingă, pe de o parte, inerția de natură mecanică a particulei, ceea ce are ca efect micșorarea vitezei de deplasare. Micșorarea vitezei produce însă o scădere a intensității cîmpului magnetic, scădere care prin inducție electromagnetică determină apariția unui cîmp electric, ce acționează cu o forță îndreptată în sensul de deplasare a particulei și care se opune frînării. Forța aplicată trebuie deci să învingă pe de altă parte și forța exercitată de cîmpul electric produs prin inducție.

Din examinarea acestor două procese, se deduce că fenomenele se petrec ca și cum cîmpul electromagnetic al particulei ar avea inerție. *Forța exercitată asupra unei particule încărcate trebuie să învingă nu numai inerția mecanică, dar și inerția cîmpului electromagnetic. În comparație cu particula neîncărcată, particula încărcată se comportă ca și cum ar avea o masă mai mare.* Putem deci să considerăm că masa m a particulei încărcate este formată din doi termeni: *masa mecanică* m_m, care reflectă inerția mecanică și *masa electromagnetică* m_e, care ține cont de inerția cîmpului, adică:

$$m = m_m + m_e. \qquad (28)$$

Pe baza legilor electromagnetismului se poate calcula masa electromagnetică a unei particule încărcate, dacă i se cunosc dimensiunile și modul cum este repartizată sarcina electrică. Astfel, dacă se consideră că electronul are forma unei sfere de rază a și că sarcina ar fi repartizată numai pe suprafața sa, se obține că masa electromagnetică are expresia

$$m_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{a}, \tag{29}$$

în care ε_0 este permitivitatea vidului.

Factorul 2/3 care apare în această relație se datorește faptului că sarcina este repartizată numai la suprafața electronului. Dacă s-ar fi considerat că sarcina electronului ar fi distribuită uniform în tot volumul, în locul factorului 2/3 am fi obținut 4/5. Întrucît factorul numeric care apare în relație depinde de modul de distribuire a sarcinii, mod care este necunoscut, preferăm să considerăm că masa electromagnetică are expresia:

$$m_e = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{a}. \tag{30}$$

Să presupunem că toată masa electronului ar fi de natură electromagnetică, adică $m_m = 0$ și deci $m = m_e$. Cunoscînd sarcina specifică a electronului, precum și sarcina electrică, putem să-i calculăm masa. În sfîrșit, dacă înlocuim această valoare în relația (30), obținem că electronul ar avea o rază de ordinul a 10^{-13} cm. Această valoare se numește *raza clasică a electronului*. Rezultatul obținut are mai mult un caracter orientativ, întrucît presupunerea că toată masa electronului ar fi de natură electromagnetică nu este justificată de nici un argument, nici cu caracter teoretic, nici cu caracter experimental.

J.J. Thomson a efectuat calculele în ipoteza în care electronul se deplasează cu o viteză relativ mică. Abraham și Lorentz au reluat aceeași problemă însă au considerat că electronul se deplasează cu o viteză arbitrar de mare. Cele două calcule au fost efectuate pe baza unor ipoteze diferite.

Scanned with OKEN Scanner

Astfel, Abraham a presupus că electronul ar fi o sferă nedeformabilă, perfect rigidă. Ideea că electronul ar putea fi deformabil a respins-o în mod ferm, deoarece aceasta implică, după Abraham, luarea în considerare și a variației energiei interne datorită deformării. Pe baza acestei ipoteze, Abraham a ajuns la concluzia că masa electromagnetică pe care o are un electron variază cu viteza v, în conformitate cu relația

$$m_e = m_{e0} \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\beta} \left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \ln \frac{1-\beta}{1+\beta} - 1 \right), \qquad (31)$$

în care m_e este masa la viteza v, m_{e0} masa la viteze foarte mici (masa de repaus), iar $\beta = v/c$.

Lorentz a admis ipoteza contrară conform căreia electronul ar fi o sferă deformabilă, care, datorită mișcării, s-ar contracta într-un elipsoid, ipoteză pe baza căreia a ajuns la relația

$$m_e = \frac{m_{e0}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (32)$$

Atît Abraham, cît și Lorentz au ajuns, în esență, la aceeași concluzie — *masa electromagnetică variază cu viteza* —, este adevărat, după două legi diferite. Pe de altă parte, se considera că masa mecanică nu variază cu viteza. Reamintim că teoria relativității nu fusese încă elaborată. În consecință, dacă se determină experimental variația masei unui electron cu viteza, atunci din această experiență se pot trage două concluzii: prima — care sînt proporțiile în care cele două mase concură la formarea întregii mase totale, a doua — care din cele două expresii de variație este corectă.

Datele numerice, pe care le-a oferit experiența lui Kaufmann, au arătat cu certitudine că *nu există o componentă a masei electronului care nu variază cu viteza*. În consecință, *masa mecanică a electronului este* nulă. *Întreaga masă a electronului este de natură pur electromagnetică*. Datorită diferențelor mici între valorile obținute cu ajutorul relațiilor lui Abraham și Lorentz, precum și datorită preciziei relativ

scăzute a măsurătorilor, experiența lui Kaufmann nu a putut să arate care din cele două expresii corespunde realității fizice.

Concluzia, conform căreia masa electronului ar fi în întregime de natură electromagnetică, a fost primită cu mult entuziasm de unii fizicieni, printre care menționăm pe *Wilhelm Wien* (1864—1928) și Abraham. Entuziasmul lor se baza pe ideea că această concluzie demonstrează cu puterea de convingere a considerațiilor teoretice și a verificărilor experimentale că *mecanica poate fi redusă la electromagnetism*, idee exprimată cu deosebită claritate de Wien într-un articol intitulat în mod semnificativ: *„Asupra posibilității fundamentării electromagnetice a mecanicii"*. Deși în realizarea unei asemenea operații interveneau numeroase probleme, pe care nu a reușit să le rezolve, Wien și apoi Abraham și-au exprimat convingerea că numai acesta este drumul care trebuie urmat în dezvoltarea ulterioară a fizicii.

Relațiile dintre electromagnetism și mecanică sînt foarte interesante. Inițial, s-a încercat să se reducă fenomenele electromagnetice la cele mecanice. Maxwell, care a elaborat faimoasele ecuații ce-i poartă numele, ecuații care stau la baza teoriei clasice a cîmpului electromagnetic, a încercat, în 1862, să fundamenteze o imagine mecanică a cîmpului electromagnetic. De altfel, una din contribuțiile sale cele mai importante la dezvoltarea teoriei clasice a electromagnetismului și anume existența așa-numitului *curent de deplasare*, care permite explicarea propagării undelor electromagnetice în vid, a fost fundamentată pe baza unui model ipotetic, cvasimecanic. Maxwell și-a dat seama că reducerea fenomenelor electromagnetice la cele mecanice este o operație care ridică numeroase semne de întrebare. Din această cauză în celebrul său *Tratat de electromagnetism*, apărut în anul 1873, Maxwell nu a mai introdus modelul mecanic pe care s-a bazat cînd a postulat existența curentului de deplasare și, în general, s-a ferit de a da o interpretare mecanică fenomenelor electromagnetice. El a arătat că ecuațiile pe care le

Scanned with OKEN Scanner

satisface cîmpul electromagnetic nu sînt condiționate de vreun model mecanic sau de altă natură.

Hertz, care a desăvîrșit opera lui Maxwell, reușind să elaboreze forma matematică a legii inducției electromagnetice, stabilită experimental de Faraday și care a demonstrat experimental existența undelor electromagnetice (deci implicit și existența așa-numitului curent de deplasare), a încercat și el să construiască modele mecanice care să explice fenomenele electromagnetice.

În anii care au urmat, mulți fizicieni, dintre care unii foarte renumiți, cum a fost *William Thomson (lord Kelvin)* (1824—1907) au efectuat numeroase cercetări în acest domeniu. Astfel, în anul 1898, cartea lui *A. Korn* intitulată *O teorie a fenomenelor gravitaționale și electromagnetice fundamentată pe hidrodinamică* a cunoscut o largă răspîndire printre fizicieni. Concepția interpretării mecanice a fenomenelor electromagnetice s-a extins chiar pînă în anii 1917—1918 cînd binecunoscuta revistă *Physikalische Zeitschrift* mai publica un articol al lui Kron, extins de-a lungul a nouă numere, intitulat *Teoria mecanică a cîmpurilor electromagnetice*.

Iată însă că cercetările în domeniul fizicii electronului par să indice că unificarea fenomenelor mecanice cu cele electromagnetice trebuie să se realizeze pe un drum invers. Această idee a fost exprimată cu deosebită claritate de către Abraham, care, la un congres științific, a anunțat solemn: *„Die Masse des Elektrons ist rein elektromagnetischer Art"* (masa electronului are o natură pur electromagnetică).

Calea pe care trebuia să o urmeze fizica, în concepția adepților concepției electromagnetice a masei, era clară. Mai întîi, trebuie să reducă atomii și moleculele la sarcini electrice componente pozitive și negative, a căror inerție să fie explicată pe baza electrodinamicii. Apoi, prin generalizare, trebuia să aplice aceeași metodă și la studiul forțelor dintre molecule, precum și la cel al forțelor gravitaționale. Întreg Universul ar fi format din sarcini pozitive și negative, îm-

preună cu cîmpurile lor electromagnetice ce posedă inerție. Toate fenomenele din natură s-ar explica prin curenții de convecție determinați de deplasarea acestor sarcini, precum și prin radiațiile electromagnetice care însoțesc deplasările.

Această idee, care reduce substanța numai la sarcini electrice, i-a fascinat pe unii fizicieni și filozofi care și-au manifestat, fără rezerve, adeziunea. Au fost însă și alți fizicieni care au avut meritul de a fi privit fenomenele mai în adîncimea lor și care și-au dat seama că o asemenea încercare nu are sorți de izbîndă. Printre ei se numărau Lorentz și Kaufmann.

EXPERIENȚA LUI BUCHERER

Anul 1905 marchează elaborarea teoriei relativității de *Albert Einstein* (1879—1955), teorie care a fost confirmată și cu ajutorul electronilor.

În conformitate cu teoria relativității, orice masă, indiferent de natura sa (deci și masa mecanică) variază cu viteza după legea

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \qquad (33)$$

în care m_0 este masa corespunzătoare unor viteze foare mici (masa de repaus).

În consecință, din legea de variație a masei electronului, obținută experimental, nu se pot deduce proporțiile în care masa mecanică și masa electromagnetică contribuie la formarea întregii mase. În schimb, se poate face o verificare a teoriei relativității. Într-adevăr, dacă datele experimentale arată că masa electronului variază cu viteza în conformitate cu relația (33), atunci se obține o confirmare a teoriei relativității.

Scanned with OKEN Scanner

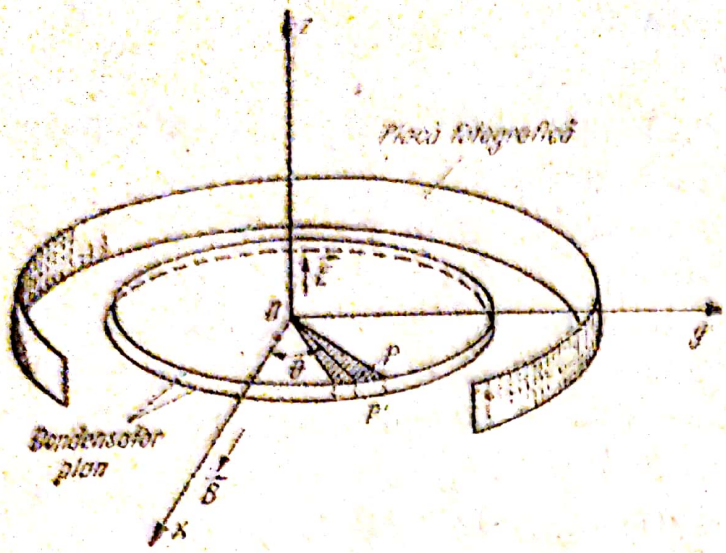


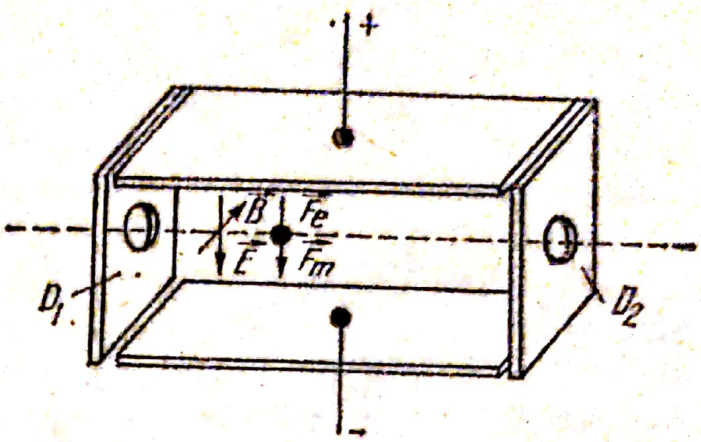
Fig. 54. Schema experienței lui Bucherer

Sarcina de a efectua o experiență cu ajutorul căreia să se determine într-un mod mai precis variația masei cu viteza decît în cazul experienței lui Kaufmann, și-a asumat-o, în anul 1909, Bucherer. Schema experienței lui Bucherer este reprezentată în fig. 54. În calitate de sursă de electroni, Bucherer a utilizat un preparat β-activ (o sursă de radiu) care emite electroni în toate direcțiile, cu viteze variabile într-un domeniu relativ larg. Sursa de radiu este așezată în centrul O al unui condensator plan, ale cărui armături de formă circulară sînt conectate la o sursă de tensiune continuă. Se creează astfel un cîmp electric îndreptat de-a lungul direcției verticale. Perpendicular pe direcția cîmpului electric se aplică un cîmp magnetic. În jurul condensatorului, la o anumită distanță, este așezată o placă fotografică. Placa fotografică reprezintă deci suprafața laterală a unui cilindru a cărui axă trece prin centrul O al condensatorului în care se află sursa de radiu.

Fenomenele care au loc în cazul experienței lui Bucherer pot fi înțelese mai ușor dacă prezentăm așa-numitul *filtru de viteză* elaborat de Wien. După cum arată și numele, filtrul de viteză este un dispozitiv ce poate fi parcurs numai de electronii care au o anumită viteză.

Filtrul este compus dintr-un condensator plan situat între două diafragme D_1 și D_2, întreg ansamblul fiind introdus în spațiul dintre două bobine Helmholtz, care creează un cîmp

Fig. 55. Filtru de viteză Wien



magnetic perpendicular pe cel electric. Pentru a nu complica fig. 55, în care este desenat filtrul, bobinele Helmholtz nu mai sînt reprezentate. Se observă că filtrul este străbătut numai de acei electroni care nu suferă nici o deviație în timpul deplasării între cele două diafragme.

Sensurile celor două cîmpuri sînt alese astfel încît forțele cu care acționează asupra electronilor ce se deplasează de-a lungul axei filtrului să fie îndreptate în sensuri contrare. Diafragma lasă să treacă numai electronii care se deplasează de-a lungul axei filtrului. Pentru a se putea deplasa de-a lungul acestei axe, electronii trebuie să fie nedeviați, ceea ce este posibil numai dacă forța eE exercitată de cîmpul electric este egală cu cea determinată de cîmpul magnetic evB, adică $eE = evB$. Din această relație se obține că numai electronii care au viteza $v = E/B$ pot să traverseze filtrul, toți ceilalți, care au alte valori ale vitezei, fiind reținuți. Alegînd în mod convenabil, valorile celor două cîmpuri, se poate regla funcționarea filtrului pe o anumită viteză.

Dacă se micșorează distanța dintre armăturile condensatorului și se mărește lungimea lor, atunci se poate renunța la serviciile celor două diafragme. Într-adevăr, o mică diferență dintre cele două forțe determină o deviație care crește pe măsură ce se mărește extinderea regiunii în care acționează cîmpurile electric și magnetic. Dacă simultan se micșorează și distanța dintre armături, atunci electronii care nu îndeplinesc condiția de a avea viteza $v = E/B$, cad pe o armătură.

După această digresiune, să revenim la experiența lui Bucherer. Ne alegem un sistem de axe de coordonate $Oxyz$, astfel încît cîmpul electric să fie orientat de-a lungul axei Oz, iar cîmpul magnetic de-a lungul Ox. Împărțim armăturile condensatorului în sectoare foarte mici. Două sectoare opuse formează un mic condensator, cum este cel care conține punctele P și P'. Fiecare condensator este caracterizat prin unghiul θ pe care îl face direcția sa radială cu cea a cîmpului magnetic. Se obține, astfel, un număr foarte mare de condensatoare legate în paralel.

În continuare, ne îndreptăm atenția asupra unui condensator. Se observă că el este străbătut, de-a lungul direcției radiale caracterizate prin unghiul θ, de fasciculul de electroni emis de sursa radioactivă din O. De-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a fasciculului, acționează cîmpul electric paralel cu axa Oz. Pentru ca analogia cu filtrul de viteză al lui Wien să fie perfectă, ar trebui ca în planul orizontal, de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a fasciculului, să acționeze cîmpul magnetic $\vec{B}$. În cazul experienței lui Bucherer, direcția cîmpului magnetic nu este perpendiculară pe cea a fasciculului, ci face unghiul θ. Putem însă să descompunem cîmpul magnetic în două componente: o componentă $B \cos \theta$ paralelă cu direcția fasciculului de electroni și o componentă $B \sin \theta$ perpendiculară pe direcția fasciculului (vezi fig. 56). Prima componentă nu are nici un efect asupra deplasării electronilor, deoarece din formula lui Lorentz $\vec{F}_m = e\vec{v} \times \vec{B}$ se deduce că dacă $\vec{v}$ și $\vec{B}$ sînt paraleli, $\vec{F}_m = 0$. Cealaltă componentă, fiind perpendiculară pe direcția fasciculului de electroni, acționează în același mod ca și cîmpul magnetic din cazul filtrului lui Wien.

Fiecare condensator reprezintă deci un filtru de viteză în care cîmpul electric are intensitatea E, iar cîmpul magnetic are inducția $B \sin \theta$. Se observă că distanța dintre armături este foarte mică în comparație cu raza lor, ceea ce înseamnă că numai electronii care au viteza $v = E/B \sin \theta$ reușesc să traverseze condensatorul.

Scanned with OKEN Scanner

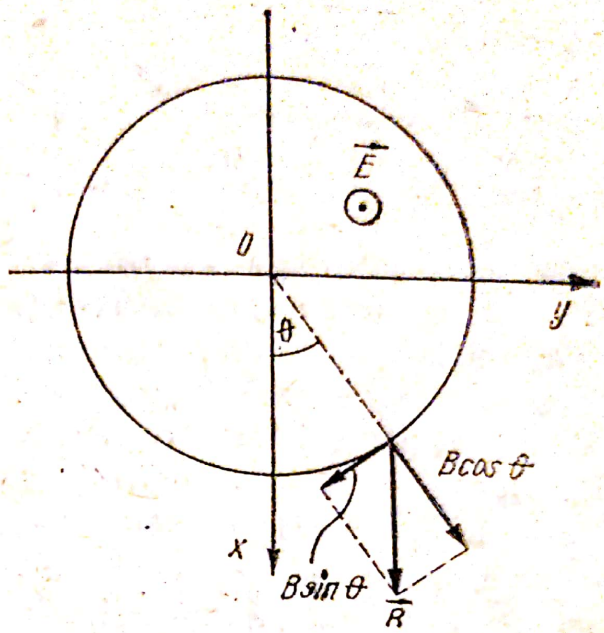


Fig. 56. Descompunerea cîmpului magnetic în două componente: una de-a lungul direcției fasciculului de electroni și cealaltă de-a lungul unei direcții perpendiculare

Viteza pe care o au electronii care au străbătut condensatorul depinde de unghiul θ pe care îl face direcția radială de-a lungul cărora s-au propagat, cu direcția cîmpului magnetic. Condensatorul plan, introdus în cîmpul magnetic, grupează electronii în funcție de viteza lor, de-a lungul diferitelor direcții radiale. Astfel, de-a lungul direcției $\theta = \pi/2$, adică de-a lungul direcției perpendiculare pe cea a cîmpului magnetic, se propagă electronii care au viteza minimă $v = E/B$. Pe măsură ce θ tinde către zero, viteza electronilor începe să crească. La limită, cînd $\theta = 0$, viteza electronilor ar deveni infinită. Aceasta era de așteptat deoarece în condensatorul orientat de-a lungul acestei direcții, cîmpul magnetic, fiind paralel cu direcția fasciculului, nu acționează asupra electronilor, care, astfel, sînt deviați numai de cîmpul electric. Numai cei cu viteza infinită ar fi nedeviați, ceea ce înseamnă că numai ei ar putea să străbată acest filtru de viteză. Evident, viteza electronilor nu poate fi infinită, din care cauză de-a lungul direcției $\theta = 0$ nu se propagă nici un electron.

Imediat ce au părăsit condensatorul, electronii se deplasează numai sub acțiunea cîmpului magnetic. Componenta cîmpului magnetic de-a lungul direcției radiale nu are nici un

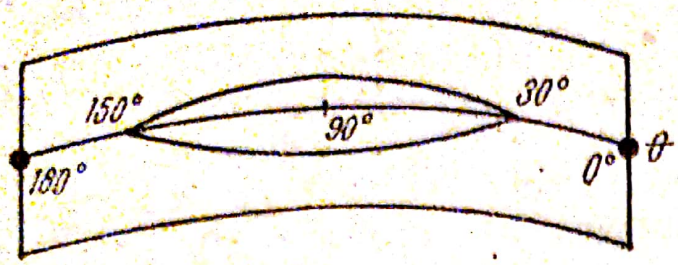


Fig. 57 Curba care se obține pe placa fotografică după developare în cazul experienței lui Bucherer

efect asupra mișcării electronilor, deoarece este paralelă cu viteza lor. Componenta perpendiculară pe direcția radială determină o deviere a electronilor de-a lungul direcției verticale *Oz*. Tot această componentă a grupat electronii, după viteză, la periferia armăturilor.

În final, față de planul orizontal *xOy*, electronii ajung pe placa fotografică la o înălțime care depinde de unghiul θ. Pentru a mări precizia determinării, se inversează simultan direcțiile celor două cîmpuri, astfel încît se obține o curbă simetrică față de planul orizontal. Aspectul curbei este reprezentat în fig. 57.

Efectuînd calcule matematice, Bucherer a putut să determine modul în care variază masa electronului în funcție de viteză. Rezultatele experienței arătau că diferențele dintre valorile teoretice și cele experimentale, calculate cu ajutorul formulei Lorentz-Einstein, sînt mai mici decît cele corespunzătoare formulei lui Abraham.

EXPERIENȚA LUI GUYE ȘI LEVANCHY

Rezultatele experienței lui Bucherer nu i-a mulțumit pe fizicieni, din care cauză au mai fost efectuate numeroase alte experiențe de determinare a variației masei electronului cu viteza. Dintre acestea, cea mai precisă este cea a lui *Guye* și *Levanchy*, care a fost realizată în 1915.

Schema experienței lui Guye și Levanchy este reprezentată în fig. 58. Electronii emiși de catodul C sînt accelerați de cîmpul electric dintre catod și anod. În acest scop, între cei doi electrozi se aplică o tensiune electrică de la o sursă E. Anodul A are un orificiu central O care permite trecerea

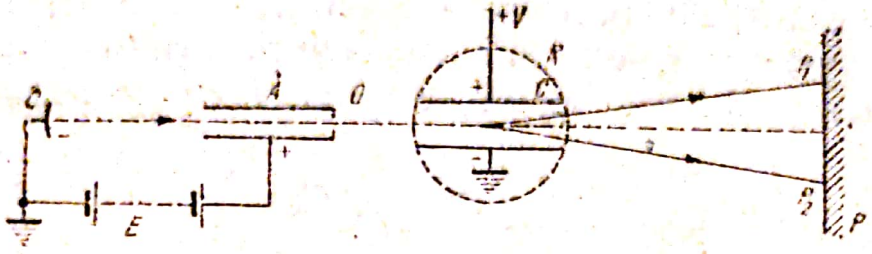


Fig. 58 Schema experienței lui Guye și Levanchy

electronilor. În continuare, electronii străbat un condensator plan C, care este introdus în interiorul unui sistem de bobine Helmholtz ce creează un cîmp magnetic uniform în interiorul regiunii circulare R. În final, electronii ajung pe ecranul de observație P.

Inițial, se aplică între anod și catod o tensiune U_a, relativ mică, pentru ca în momentul intrării în condensator electronii să aibă o viteză relativ scăzută. Bobinele Helmholtz nu sînt alimentate cu curent electric. Pe condensator se aplică o tensiune electrică V_0. Sub acțiunea cîmpului electric, electronii sînt deviați în punctul P_1, de pe ecranul de observație P. Se inversează polaritatea tensiunii aplicată condensatorului, obținîndu-se, astfel, punctul P_2, simetric față de P_1.

Se deconectează apoi condensatorul de la tensiunea electrică și se alimentează bobinele Helmholtz cu curent electric. Se modifică intensitatea curentului electric din bobine pînă cînd se obțin deviații la fel cu cele din situația anterioară, cînd electronii erau deviați numai de cîmpul electric. Notăm cu I_0 valoarea acestui curent.

În continuare, se mărește tensiunea aplicată între anod și catod, ceea ce are ca efect creșterea vitezei electronilor. La fel ca în cazul precedent, mai întîi se aplică tensiune pe armăturile condensatorului. Pentru a obține aceeași deviație a fasciculului de electroni este necesar să se mărească tensiunea

aplicată condensatorului la valoarea V. Se deconectează apoi condensatorul și se alimentează bobinele Helmholtz cu curent electric astfel încît deviațiile să fie, de asemenea, egale. Notăm această valoare a curentului electric cu I.

Cu ajutorul acestor patru mărimi V_0, I_0, V și I se poate determina legea de variație a masei electronului cu viteza. Deoarece deviațiile produse de cîmpul electric, respectiv magnetic, sînt egale, rezultă că aceeași proprietate o au și forțele exercitate de cele două cîmpuri, ceea ce înseamnă că

$$e \cdot \frac{V_0}{d} = eB_0 \cdot v_0 \tag{34}$$

și

$$e \cdot \frac{V}{d} = eBv, \tag{35}$$

în care d este distanța dintre armăturile condensatorului, iar v_0 și v vitezele corespunzătoare celor două tensiuni dintre anod și catod. Reamintim că într-un condensator plan intensitatea cîmpului electric este egală cu raportul dintre tensiunea aplicată și distanța dintre armături.

Din aceste două relații se obține

$$\frac{v}{v_0} = \frac{V}{V_0} : \frac{B_0}{B}. \tag{36}$$

Avînd în vedere că inducția magnetică este proporțională cu intensitatea curentului electric care circulă prin bobinele Helmholtz, ceea ce înseamnă că $B_0 = k I_0$ și $B = kI$ în care k este un coeficient de proporționalitate, prin împărțirea acestor două egalități se obține $B_0/B = I_0/I$, deci

$$\frac{v}{v_0} = \frac{V}{V_0} : \frac{I_0}{I}. \tag{37}$$

Să considerăm cazul în care deviația este produsă numai de cîmpul magnetic. Din egalitatea dintre forța Lorentz și forța centrifugă se obține

$$eB_0R = m_0v_0 \tag{38}$$

și respectiv:

$$eBR = mv, \tag{39}$$

în care R este raza cercului, iar m_0 și m masele corespunzătoare vitezelor v_0 și v. Din aceste relații, prin împărțire rezultă

$$\frac{B}{B_0} = \frac{m}{m_0} \cdot \frac{v}{v_0}. \tag{40}$$

Dar $B/B_0 = I/I_0$, iar v/v_0 este dat de relația (37). Înlocuind aceste relații în ecuația (40), obținem, în final,

$$\frac{m}{m_0} = \frac{V_0}{V} \cdot \frac{I^2}{I_0^2}. \tag{41}$$

Cu ajutorul acestei relații se poate calcula creșterea masei în situația în care electronii au viteza v, dată de ecuația (37). Pentru determinarea vitezei electronilor este necesar să se cunoască viteza v_0 corespunzătoare situației inițiale. Această viteză poate fi determinată foarte ușor din ecuația de bilanț energetic:

$$e \cdot U_a = 1/2 \cdot mv_0^2, \tag{42}$$

în care U_a reprezintă tensiunea de accelerare aplicată între anod și catod.

Guye și Levanchy au făcut mai mult de 2 000 de determinări ale creșterii masei m/m_0 pentru valori ale vitezei electronilor cuprinse între 26% și 48% din cea a luminii, determinări care concordau foarte bine cu cele calculate prin formula Lorentz — Einstein, după cum se poate constata din fig. 59. În această figură au fost reprezentate și punctele experimentale obținute de Kaufmann și Bucherer. Datorită preciziei relativ scăzute, punctele experimentale obținute de Kaufmann nu se situează chiar pe curba teoretică, ci în apropierea ei. În schimb, determinările lui Guye și Levanchy se află chiar pe curba teoretică. Aceasta ne permite să tragem concluzia că, într-adevăr, *masa electronului variază cu viteza după legea Lorentz-Einstein*, concluzie care a reprezentat una din primele verificări ale teoriei relativității.

În principiu, cu ajutorul acestor experiențe poate fi determinată valoarea sarcinii specifice e/m_0 a electronului. Dacă se

Scanned with OKEN Scanner

înlocuiește valoarea sarcinii electrice e, se poate obține masa de repaus m_0 a electronului. Determinarea sarcinii specifice nu se poate realiza însă cu o precizie prea bună în cazul

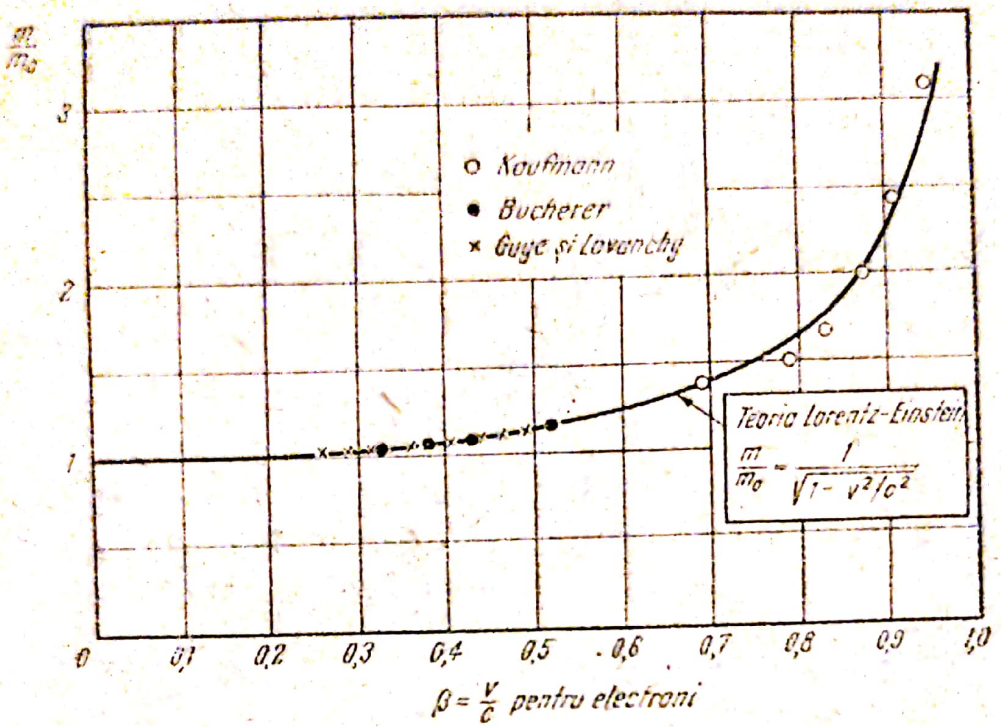


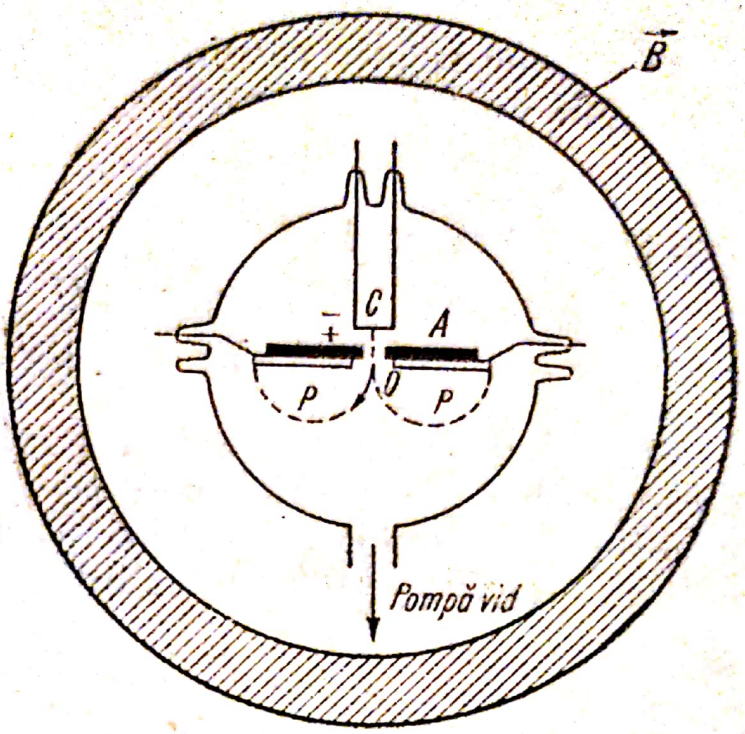
Fig. 59. Comparație între rezultatele experimentale ale lui Kaufmann, Bucherer, precum și Guye și Levanchy și cele teoretice date de legea Lorentz-Einstein

acestor metode. De aceea au fost elaborate metode speciale de măsurare a sarcinii specifice a electronului, dintre care unele vor fi prezentate în paragrafele următoare.

EXPERIENȚA LUI CLASSEN

Una dintre primele experiențe care a permis măsurarea cu precizie a sarcinii specifice a electronului a fost efectuată în anul 1908 de J. Classen. Schema experienței este prezentată în fig. 60.

Fig. 60 Schema experienței lui Classen



În interiorul unui balon de sticlă, Classen a introdus catodul C și anodul A între care a aplicat o tensiune U cuprinsă între 1 000 și 4 000 V. Anodul are un mic orificiu central O. Pe anod este lipită o placă fotografică P care are, de asemenea, un orificiu central în dreptul celui al anodului. Cu ajutorul unei perechi de bobine Helmholtz H se creează un cîmp magnetic perpendicular pe planul figurii.

Sub acțiunea cîmpului electric, electronii sînt accelerați către anod. O parte din ei traversează anodul prin orificiul O. În continuare, sub acțiunea cîmpului magnetic, electronii descriu traiectorii semicirculare, ajungînd, în final, pe placa fotografică. În situația în care se inversează sensul cîmpului magnetic (prin inversarea sensului de circulație al curentului prin bobinele Helmholtz), electronii descriu o traiectorie semicircular simetrică. Se observă ușor că distanța dintre punctele de pe placa fotografică în care ajung electronii este de patru ori mai mare decît raza R de curbură a semicercurilor.

Viteza v a electronilor se poate calcula considerînd că energia lor cinetică $1/2\ mv^2$ este egală cu energia eU pe care au preluat-o de la cîmpul electric, adică

$$1/2\ mv^2 = eU, \qquad (43)$$

în care U este tensiunea dintre anod și catod.

O a doua relație se obține considerînd forța magnetică eBv egală cu forța centrifugă mv^2/R, adică

$$eBv = mv^2/R. \tag{44}$$

Din (43) și (44) rezultă

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{B^2R^2}. \tag{45}$$

Măsurînd mărimile care intervin în partea dreaptă a acestei relații și efectuînd corecția de masă necesară, Classen a obținut că sarcina specifică a electronului are valoarea $e/m_0 = -(1{,}758 \pm 0{,}0008) \cdot 10^{11}$ C/kg.

EXPERIENȚA LUI PERRY ȘI CHAFFEE

Ideea acestei experiențe a fost elaborată de Wiechert încă din anul 1899. Din această cauză, este necesar să descriem, mai întîi, experiența lui Wiechert și pe urmă pe cea a lui Perry și Chaffee.

Schema experienței lui Wiechert este reprezentată în fig. 61. Electronii sînt produși de o descărcare electrică între catodul C și anodul A în formă de inel. Electronii astfel produși trec prin anodul inelar A, traversează în continuare două diafragme D_1 și D_2 situate în interiorul a două bobine de deviație care produc cîmpurile magnetice B_1 și respectiv B_2, pentru ca, în final, să ajungă pe ecranul fluorescent T. Transformatorul F are în primar un circuit rezonant, format din cele două înfășurări ale bobinelor de deviație, precum și din condensatorul L, realizat cu ajutorul unei butelii de Leyda. Înfășurarea secundară a transformatorului F este conectată între catod și anod. Pentru alimentarea circuitului rezonant, în paralel cu condensatorul L s-a montat un dispozitiv S de descărcare electrică. Cu ajutorul unei bobine de inducție

se creează scîntei electrice între vîrfurile dispozitivului de descărcare, scîntei care determină ca circuitul rezonant să intre în oscilație. Frecvența de rezonanță a circuitului este cuprinsă între 10 și 100 MHz

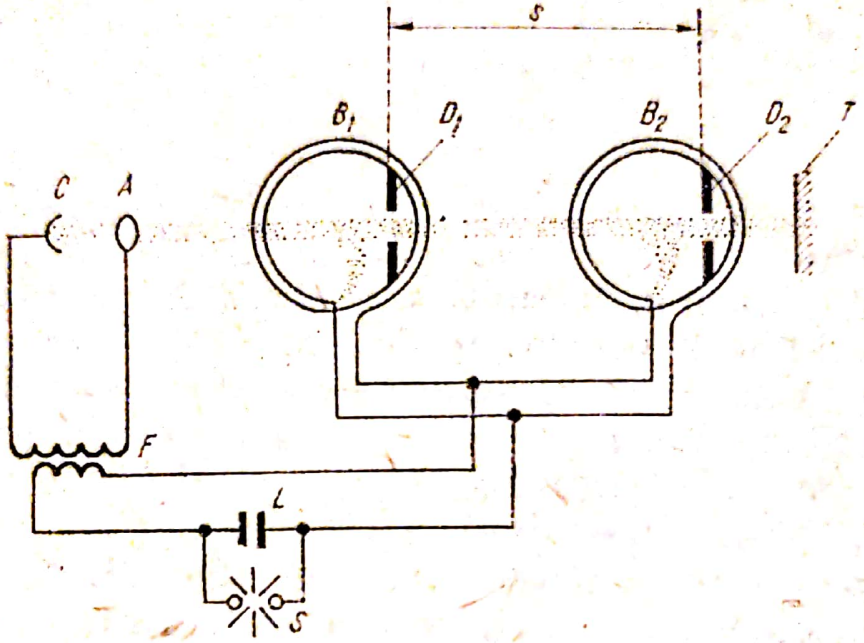


Fig. 61. Schema experienței lui Weichert

Cele două bobine împreună cu cele două diafragme D_1 și D_2 se comportă față de fasciculul de electroni ca niște „porți" care pot fi deschise, respectiv închise. Într-adevăr, în situația în care curentul electric prin bobine este egal cu zero, cîmpurile magnetice sînt nule și în consecință fasciculul fiind nedeviat poate să traverseze cele două diafragme. Ansamblurile bobine-diafragme se comportă în acest caz ca două porți deschise.

Situația se modifică radical în cazul în care bobinele sînt parcurse de curent electric. În acest caz, cîmpul magnetic din bobine deviază electronii care în drumul lor nu mai întîlnesc orificiile celor două diafragme. Ansamblurile bobine-diafragme se comportă în acest caz ca două porți închise.

Principiul metodei de măsură poate fi urmărit cu ajutorul fig. 62 în care au fost reprezentate curba de variație în timp a tensiunii electrice u dintre anod și catod, precum și cea de

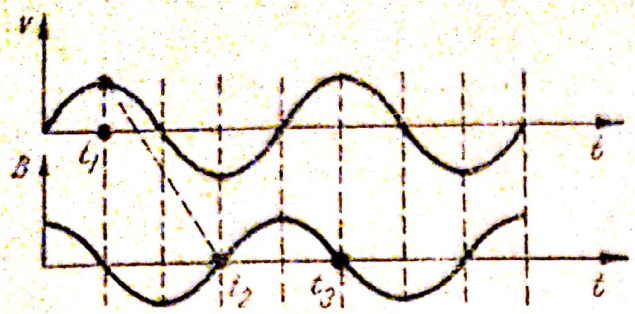


Fig. 62 Curbele de variație în timp ale tensiunii $u(t)$ dintre anod și catod și a inducției magnetice B din bobine

va iație a inducției magnetice B. Cum era de așteptat, curba de variație a cîmpului magnetic este defazată cu $\pi/2$ în urma celei a tensiunii.

Dispozitivul experimental este străbătut de fasciculul de electroni numai în situația în care anodul are o tensiune pozitivă față de catod. O asemenea condiție este îndeplinită în momentul t_1, în care tensiunea pe anod prezintă maximul pozitiv. Electronii care traversează anodul în acest moment pot să parcurgă dispozitivul experimental și să ajungă pe ecranul fluorescent numai în situația în care cele două „porți" sînt deschise. Această condiție este îndeplinită în cazul în care electronii traversează prima poartă în momentul t_2, iar cea de-a doua poartă în momentul t_3. În acest caz, electronii străbat distanțele dintre anod și diafragma D_1, respectiv diafragma D_1 și diafragma D_2, în intervale de timp egale cu cîte o jumătate din perioada T a tensiunii. De asemenea, se observă ușor că electronii întîlnesc cele două porți deschise și în situațiile în care ei străbat cele două distanțe în intervale de timp egale cu 2, 3, 4 semiperioade.

În concluzie, *dacă este îndeplinită condiția ca timpul în care electronii străbat distanța dintre cele două diafragme să fie egal cu un număr întreg de semiperioade, pe ecranul fluorescent apare un punct luminos*. Din contră, în cazurile în care această condiție nu este îndeplinită, fasciculul este oprit de diafragme, iar pe ecranul luminescent nu se mai observă nimic.

Distanța dintre cele două diafragme este cunoscută. Viteza electronilor se determină cu ajutorul unei măsurători suplimentare de deviere în cîmp magnetic. Împărțind distanța dintre diafragme la viteza electronilor, se calculează

timpul necesar străbaterii acestei distanțe. Se măsoară, de asemenea, și frecvența oscilațiilor circuitului rezonant, determinîndu-se, astfel, valoarea perioadei. Efectuînd calculele matematice, Wiechert a obținut că sarcina specifică a electronului este de $-1{,}3 \cdot 10^{11}$ C/kg. Desigur, avînd în vedere data

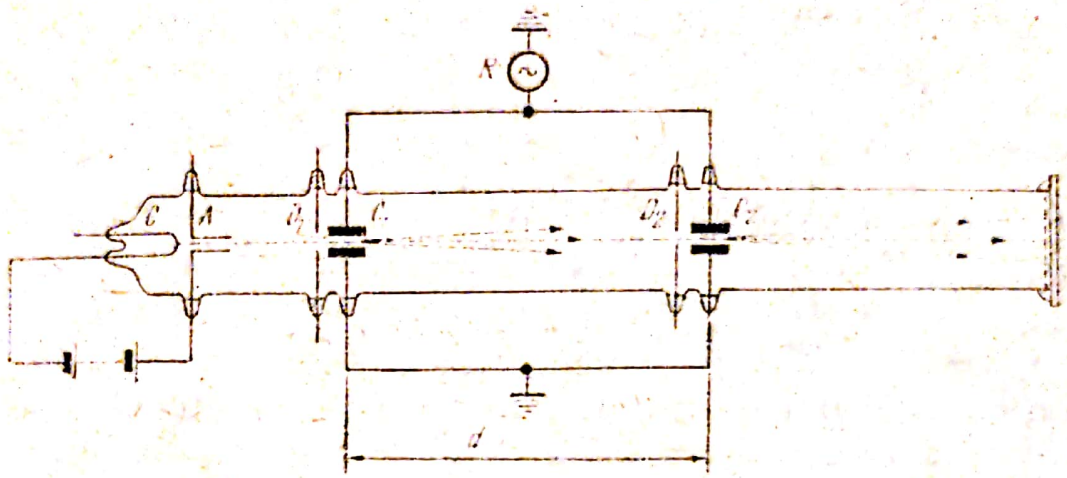


Fig. 63. Schema experienței lui Perry și Chaffee

la care a fost efectuată această experiență, precum și mijloacele rudimentare cu care a fost realizată, nu ne putem aștepta la o precizie prea mare.

În anul 1931 Perry și Chaffee, utilizînd ideea lui Wiechert, au elaborat o metodă de măsură a cărei schemă este reprezentată în fig. 63. Electronii emiși de catodul C sînt accelerați de cîmpul electric dintre anod și catod. În acest scop, între anod și catod se aplică o tensiune continuă relativ înaltă. Anodul A are un mic orificiu pentru a permite electronilor accelerați să ajungă în următoarea porțiune a tubului în care se află două condensatoare plane C_1 și C_2, legate în paralel la un oscilator electronic. Cîmpurile electrice din interiorul celor două condensatoare variază deci în fază. În fața celor două condensatoare se află două diafragme D_1 și D_2 care au cîte un mic orificiu în dreptul axei tubului. Aceste diafragme nu permit electronilor să ajungă la ecranul fluorescent decît dacă ei se propagă de-a lungul axei tubului.

Se observă ușor că ansamblul format din condensatorul C_1 și diafragma D_2 reprezintă o poartă, dacă facem analogie

cu experiența lui Wiechert. Într-adevăr, dacă tensiunea aplicată pe condensatorul C_1 este nulă, atunci electronii nu sînt deviați și în consecință, ei se propagă de-a lungul axei tubului, prin orificiul din D_2. Ansamblul se comportă, în cazul în care pe condensator nu se aplică tensiune, ca o poartă deschisă. În cazul în care pe condensator se aplică o tensiune electrică, electronii sînt deviați, iar în drumul lor nu mai întîlnesc orificiul din D_2. Ansamblul se comportă ca o poartă închisă, în cazul în care pe condensator se aplică tensiune electrică.

Analogia cu experiența lui Wiechert ar fi completă dacă după condensatorul C_2 ar mai fi dispusă o a treia diafragmă, similară cu D_2. După cum vom vedea, absența acestei diafragme creează unele facilități experimentale.

Fenomenele pot fi urmărite mai ușor cu ajutorul fig. 64, în care au fost reprezentate curbele de variație în timp ale tensiunii pe cele două condensatoare. Ansamblul format din condensatorul C_1 și diafragma D_2 se comportă ca o poartă deschisă numai în situația în care tensiunea pe C_1 este nulă. În consecință, numai electronii care traversează condensatorul C_1 în momentele t_1, t_1' etc., ajung la cel de-al doilea condensator. Să presupunem că timpul necesar electronilor pentru a străbate distanța dintre cele două condensatoare are valoarea corespunzătoare segmentului de dreaptă OA. În acest caz, asupra electronilor care au părăsit primul condensator în momentul t_1 acționează, în condensatorul C_2, un cîmp electric, determinat de tensiunea pozitivă corespunzătoare segmentului AB, care îi deviază, de exemplu, în sus. Acești electroni formează pe ecranul tubului un punct luminos situat în regiunea superioară, pe verticala care trece prin centrul ecranului.

Pe ecranul fluorescent mai ajung însă și electroni care au trecut prin primul condensator în momentul t_1'. Și acestor electroni le este necesar un interval de timp egal, $O'A' = OA$, pentru a ajunge în cel de-al doilea condensator. În momentul în care ajung în condensatorul C_2, tensiunea și deci și cîmpul electric au aceeași valoare, însă cu semn schimbat față de situația corespunzătoare electronilor care au traversat con-

densatorul C_1, în momentul t_1. În consecință, acești electroni, suferind o deviere egală și de sens contrar, formează pe ecranul tubului un punct luminos dispus simetric față de cel din situația precedentă.

Variind viteza electronilor cu ajutorul tensiunii de accelerare aplicată anodului, precum și frecvența oscilato-

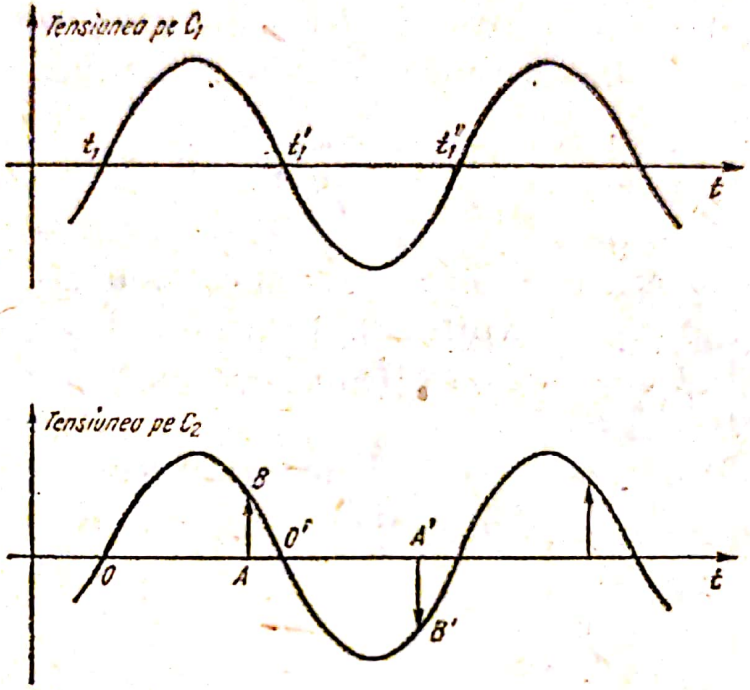


Fig. 64 Curbele de variație în timp a tensiunii pe cei doi condensatori

rului, se poate realiza condiția ca timpul necesar parcurgerii distanței dintre cele două condensatoare să fie egal cu o semiperioadă. Se observă că pe măsură ce viteza electronilor și frecvența tensiunii variază astfel încît punctul A se apropie de punctul O', cele două puncte luminoase simetrice de pe ecran se apropie continuu. În final, ele se contopesc într-unul singur, în cazul în care punctul A a ajuns în O'. Din această cauză, după cel de-al doilea condensator nu s-a mai introdus încă o diafragmă.

Fenomenele rămîn aceleași și în cazurile în care timpul necesar electronilor pentru a străbate distanța dintre cele două condensatoare este egal cu un multiplu întreg n de semiperioade ale tensiunii alternative generată de oscilator.

Dacă se măsoară tensiunea continuă U, aplicată între anod și catod și frecvența ν a tensiunii alternative, precum și distanța d dintre condensatoare, atunci se poate calcula sarcina specifică a electronului. Într-adevăr, viteza v a electronilor se determină din ecuația de bilanț energetic $eU = mv^2/2$. Se calculează apoi timpul τ necesar străbaterii distanței d dintre condensatoare $\tau = d/v$ și se pune condiția ca τ să fie un număr întreg n de semiperioade $T/2$ adică $\tau = nT/2 = n/2\nu$. Efectuînd calculele se obține că

$$\frac{e}{m} = \frac{2\nu^2 d^2}{Un^2}. \tag{46}$$

Înlocuind valorile măsurate experimental și efectuînd corecția de masă cu ajutorul formulei Lorentz-Einstein, Perry și Chaffee au obținut că $e/m_0 = -(1{,}761 \pm 0{,}001) \cdot 10^{11}$ C/kg.

În 1931, *Kirchner* a repetat această experiență, obținînd valoarea $e/m_0 = -(1{,}760 \pm 0{,}001) \cdot 10^{11}$ C/Kg.

EXPERIENȚA LUI DUNNINGTON

Unul din factorii care limitează precizia de măsură, în cazul metodei prezentate, este tensiunea U dintre anod și catod, care nu poate fi determinată cu exactitate. Din această cauză, în anul 1933 *Dunnington*, utilizînd metoda propusă de *Lawrence* (inventatorul ciclotronului), a efectuat o experiență în care nu mai este necesar să se cunoască această tensiune.

Schema experienței lui Dunnington este reprezentată în fig. 65. Electronii sînt emiși de către filamentul F, încălzit de o sursă de tensiune care n-a fost figurată. Anodul A nu este alimentat cu o tensiune continuă, ci cu o tensiune alternativă de la un oscilator electronic R. Distanța dintre filament și anod este foarte mică, astfel încît putem să neglijăm

timpul necesar electronilor emiși de catod să ajungă la anod. Anodul are un orificiu central S_1 care permite electronilor accelerați în semiperioadele pozitive ale tensiunii alternative să-l traverseze.

Perpendicular pe planul figurii, se aplică un cîmp magnetic de inducție $\vec{B}$, creat de o pereche de bobine Helmholtz

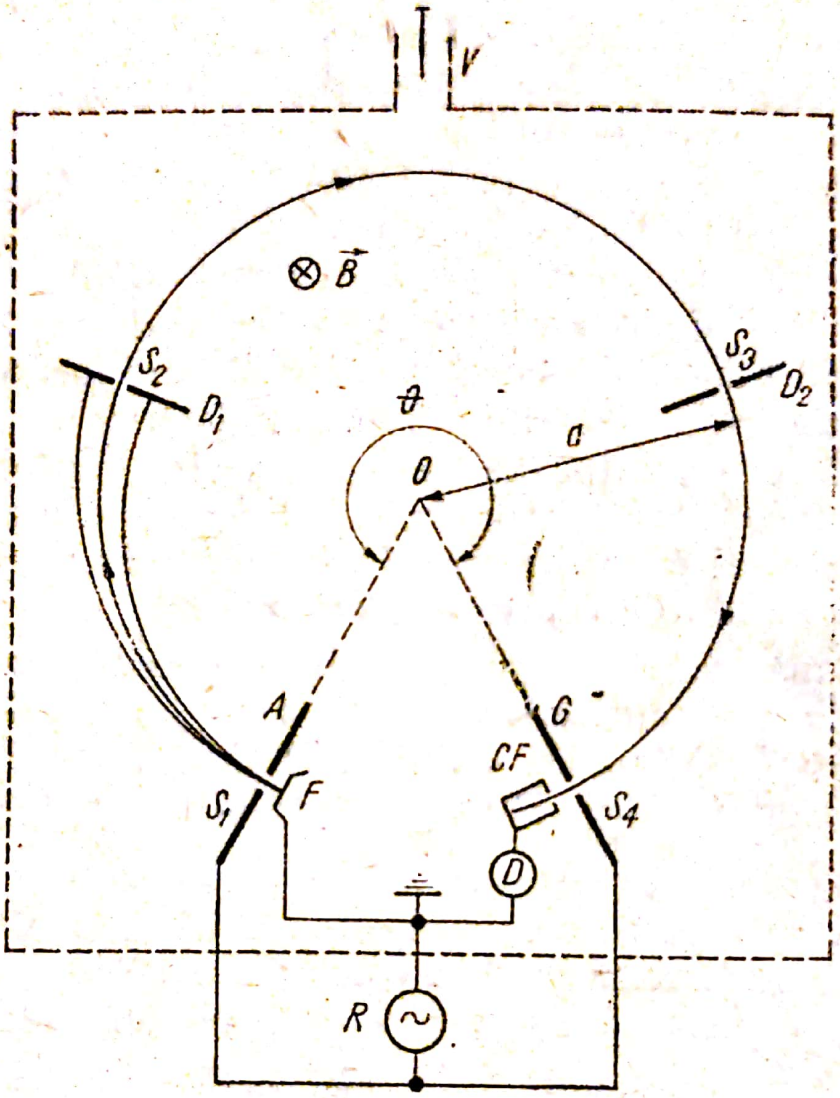


Fig. 65. Schema experienței lui Dunnington

ce nu au fost reprezentate pentru a nu complica desenul. Sub acțiunea cîmpului magnetic, electronii care au traversat anodul A prin orificiul S_1 se deplasează de-a lungul unor arce de cerc.

În interiorul camerei sînt montate două diafragme D_1 și D_2, cu două orificii S_2 și S_3. Orificiile S_1, S_2 și S_3 sînt situate

pe un cerc care are raza a și centrul în O. Ca atare, numai electronii care se deplasează de-a lungul cercului de rază a pot să traverseze cele două diafragme și să ajungă în dreptul orificiului S_4 din centrul electrodului G. Evident și orificiul S_4 este situat pe cercul de rază a.

Electrodul G este conectat în paralel cu anodul la aceeași bornă a oscilatorului. În fața electrodului G se află montat cilindrul Faraday CF, care, prin intermediul unui instrument de măsură D a curentului, este conectat la masa dispozitivului experimental.

Tot la masă este conectată cealaltă bornă a oscilatorului, precum și o bornă a filamentului F. Se observă că datorită acestei conexiuni, cîmpul electric dintre anod și filament (catod) variază sincron cu cîmpul electric dintre electrodul G și cilindrul Faraday. Sensurile de deplasare ale electronilor sînt însă contrare sensului cîmpului electric în cele două intervale. În consecință, dacă cîmpul electric dintre filament și anod este accelerator, atunci cîmpul electric dintre electrodul G și cilindrul Faraday este de frînare, cele două cîmpuri avînd valorile absolute instantanee egale.

Pentru măsurarea sarcinii specifice a electronului, se ridică experimental curba de variație a curentului determinat de electronii colectați de cilindrul Faraday, în funcție de frecvența oscilatorului. După cum se observă din fig. 66,

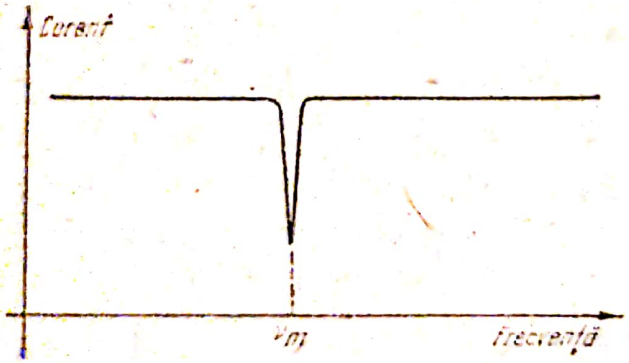


Fig. 66 Curba de variație a curentului indicat de instrumentul D în funcție de frecvența ν a tensiunii alternative

în care a fost reprezentată această curbă, în dreptul valorii ν_m a frecvenței apare un minim foarte pronunțat.

Fenomenele sînt mai ușor de urmărit dacă considerăm, pentru început, cazul în care frecvența are valoarea ν_m.

Notăm cu v_m viteza electronilor. În cilindrul Faraday pot să ajungă numai electronii care se deplasează de-a lungul cercului de rază a. Egalînd forța magnetică ev_mB cu cea centrifugă mv_m^2/a, se obține că $mv_m = eaB$, ceea ce înseamnă că numai electronii care au viteza v_m pot să străbată acest cerc.

Se alege amplitudinea U_m a tensiunii alternative astfel încît $eU_m = mv_m^2/2$. Înseamnă că numai electronii care traversează orificiul S_1 în momentul în care tensiunea alternativă atinge maximele pozitive, pot să ajungă la orificiul S_4.

Să presupunem că frecvența ν_m a tensiunii alternative are o asemenea valoare încît timpul necesar unui electron pentru a străbate arcul de cerc $S_1S_2S_3S_4$ este egal cu o perioadă sau cu un multiplu întreg n de perioade. În acest caz, electronii care sosesc în dreptul orificiului S_4 întîlnesc un cîmp electric egal, însă de sens contrar, cu cel dintre filament și anod, care i-a accelerat. În timpul deplasării pe arcul de cerc $S_1S_2S_3S_4$, energia electronilor nu poate varia, deoarece forța magnetică efectuează un lucru mecanic nul, ea fiind îndreptată întotdeauna de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea a vitezei, deci pe cea de deplasare. În consecință, electronii pierd toată energia pe care au preluat-o de la cîmpul electric dintre anod și filament, în timpul deplasării de la electrodul G către cilindrul Faraday FC. Electronii au energia egală cu zero în momentul în care ajung pe cilindrul Faraday. Cu ajutorul unei surse suplimentare de tensiune, care nu a fost reprezentată, cilindrul Faraday este pus la un ușor potențial negativ, pentru ca electronii care și-au pierdut integral energia să nu poată ajunge la el. Curentul indicat de instrumentul D trebuie să fie nul. În realitate, un număr foarte mic de electroni reușesc totuși să ajungă la cilindrul Faraday, din care cauză curentul măsurat experimental are o valoare foarte mică.

Dacă condiția ca timpul necesar străbaterii arcului $S_1S_2S_3S_4$ să fie egal cu un număr întreg de perioade nu este îndeplinită, electronii care traversează orificiul S_4 întîlnesc sau un cîmp de frînare, în valoare absolută mai mică decît cel care i-a accelerat sau chiar un cîmp accelerator. În con-

secință, ei reușesc să ajungă pe cilindrul Faraday, dînd naștere la un curent electric, pus în evidență de instrumentul D. Se explică, astfel, forma curbei din fig. 66.

Din egalitatea dintre forța Lorentz și forța centrifugă $ev_m B = mv_m^2/a$ se obține valoarea vitezei v_m. Timpul τ necesar străbaterii arcului $S_1S_2S_3S_4$ este egal cu lungimea lui, care este egală cu raportul dintre $a\theta$ (în care θ este unghiul la centru corespunzător) și viteza v_m adică $\tau = a\theta/v_m$. Punînd condiția ca τ să fie un număr întreg n de perioade T, se obține că $\tau = nT = n/\nu_m$, în care ν_m este frecvența pentru care apare minimul din fig. 66. Efectuînd înlocuirile se obține că:

$$\frac{e}{m} = \frac{\theta\nu_m}{nB}. \tag{47}$$

Din această relație se observă că dacă se măsoară frecvența ν_m și inducția magnetică B și dacă se cunoaște valoarea unghiului θ, atunci se poate calcula sarcina specifică a electronului.

Birge, utilizînd datele experimentale ale lui Dunnington a obținut că $e/m_0 = -(1{,}7598 \pm 0{,}0004) \cdot 10^{11}$ C/kg.

EXPERIENȚA LUI BUSCH

O altă metodă de măsurare a sarcinii specifice a electronului a fost elaborată în anul 1922 de *H. Busch*. Metoda utilizează proprietatea de focalizare a unui cîmp magnetic îndreptat de-a lungul axei unui fascicul divergent de electroni.

Schema experienței lui Busch este reprezentată în fig. 67. În spațiul dintre catod și anod, electronii sînt accelerați de către cîmpul electric creat de diferența de tensiune rela-

tiv mare ($\sim 4kV$) aplicată între cei doi electrozi. Anodul este perforat, pentru a permite trecerea electronilor.

După cum vom vedea, este necesar ca la ieșirea din orificiul anodului, electronii să aibă viteza îndreptată nu de-a lungul axei dispozitivului experimental, ci să facă un mic

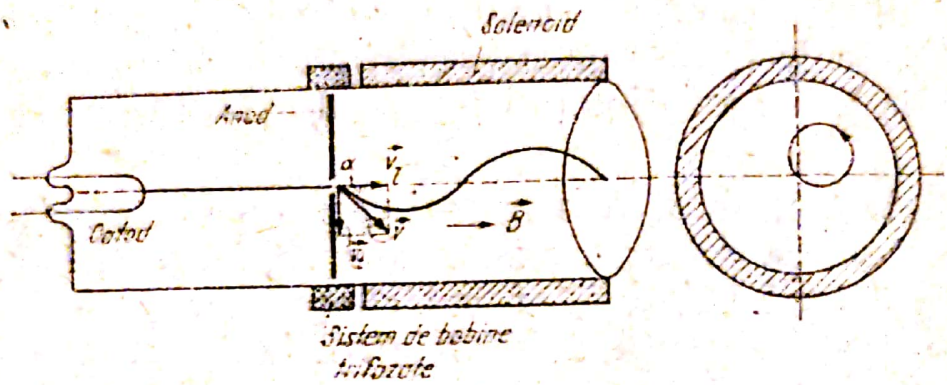


Fig. 67. Schema experienței lui Busch

unghi cu acesta. De aceea, în exteriorul tubului a fost montat un sistem de trei bobine alimentate la rețeaua trifazică. Acest sistem de bobine este, în principiu, la fel cu cel utilizat la mașinile de curent alternativ, pentru crearea cîmpului magnetic învîrtitor. După cum se știe, cele trei bobine creează un cîmp magnetic a cărui direcție este perpendiculară pe cea a axei tubului și care se rotește într-un plan transversal cu o viteză unghiulară care depinde de frecvența tensiunii de alimentare și de numărul de poli ai înfășurării. Particularitățile cîmpului magnetic învîrtitor apar mai clare dacă considerăm că el nu este creat pe cale electrică, ci pe cale „mecanică", de exemplu, cu ajutorul unui magnet permanent în formă de potcoavă, între polii căruia se introduce tubul și care se rotește în jurul acestuia cu o viteză unghiulară constantă. Acest cîmp acționează asupra electronilor cu o forță îndreptată de-a lungul direcției perpendiculare, atît pe viteza lor cît și pe propria sa direcție, adică de-a lungul unei direcții transversale față de axa tubului. Datorită acestei forțe, la ieșirea din orificiul anodului, electronii au o

componentă longitudinală a vitezei de-a lungul axei tubului, precum și o mică componentă transversală de-a lungul unei direcții perpendiculare.

După ce au ieșit din orificiul anodului, electronii se mișcă numai sub acțiunea unui cîmp magnetic uniform, îndreptat de-a lungul axei tubului, cîmp creat cu ajutorul unui solenoid în interiorul căruia este introdus tubul. Fenomenele sînt mai ușor de înțeles dacă urmărim separat mișcarea unui electron de-a lungul direcției longitudinale, respectiv transversale.

Dacă electronul ar avea numai componenta longitudinală a vitezei diferită de zero, adică dacă viteza ar fi îndreptată de-a lungul axei tubului, atunci cîmpul magnetic axial nu ar avea nici o influență, întrucît direcția sa este paralelă cu cea a vitezei. În consecință, în acest caz electronul ar avea o mișcare rectilinie și uniformă de-a lungul axei tubului, în virtutea vitezei inițiale. Cealaltă situație, în care electronul ar avea numai componenta transversală a vitezei diferită de zero, corespunde cazului în care pătrunde într-o regiune cu cîmp magnetic, avînd viteza perpendiculară pe direcția acestuia. În acest caz, electronul descrie un cerc situat într-un plan transversal pe direcția cîmpului magnetic.

În realitate, electronul are simultan ambele componente ale vitezei, diferite de zero. În consecință, mișcarea pe care o are electronul se obține compunînd mișcările corespunzătoare celor două cazuri de mai sus. Electronul are simultan o mișcare rectilinie și uniformă de-a lungul tubului, precum și o mișcare de rotație într-un plan transversal. Se observă ușor că electronul va descrie o elice. După ce a executat o rotație completă, electronul va intersecta axa tubului într-un punct. Dacă în acest punct se plasează un ecran fluorescent, atunci pe el se va observa un mic punct luminos.

Desigur, din punct de vedere experimental, este foarte greu să construim un tub în care ecranul fluorescent să poată fi așezat la distanțe variabile de anod, astfel încît punctul luminos să aibă diametrul minim. Este mult mai ușor să

Scanned with OKEN Scanner

variem intensitatea cîmpului magnetic, modificînd corespunzător curentul prin solenoid, pînă cînd punctul luminos de pe ecranul fluorescent, aflat la extremitatea opusă catodului, are dimensiunile minime. Măsurînd inducția magnetică și tensiunea de accelerare aplicată între anod și catod, precum și cunoscînd distanța dintre anod și ecranul fluorescent (care este o constantă pentru tubul respectiv), distanță care este egală cu pasul elicei descrise de electroni, se poate determina sarcina specifică e/m_0.

Viteza v pe care o are un electron în momentul în care traversează anodul se obține din relația $eU = 1/2 \cdot mv^2$, în care U este tensiunea dintre anod și catod. Sub acțiunea cîmpului magnetic învîrtitor, viteza v este deviată cu un unghi α față de axa tubului. În consecință, viteza are, de-a lungul direcției longitudinale, componenta $v_e = v \cos \alpha$, iar de-a lungul direcției transversale componenta $v_t = v \sin \alpha$. Din egalitatea dintre forța Lorentz ev_tB și forța centrifugă mv_t^2/R se obține că raza R are valoarea $R = m \cdot v_t/eB$. Timpul τ necesar pentru ca electronul să execute o rotație completă este egal cu raportul dintre lungimea cercului $2\pi R$ și viteza v_t, deci are valoarea $\tau = 2\pi R/v_t = 2\pi m/eB$. Se observă că τ nu depinde de raza R. În timpul τ, sub acțiunea componentei longitudinale v_l a vitezei, electronul se deplasează de-a lungul distanței $d = v_l \cdot \tau = 2\pi m v_l/eB$ dintre anod și ecranul de observație. Întrucît cîmpul magnetic învîrtitor este foarte slab, unghiul α are valori foarte mici și putem considera $\cos \alpha \simeq 1$, ceea ce înseamnă că $v_l \simeq v$. Înlocuind valoarea lui v, din relația de bilanț energetic se obține:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 U}{d^2 B^2}. \qquad (48)$$

În 1939, Goedicke a efectuat pe acest principiu o experiență mai perfecționată cu ajutorul căreia a obținut că $e/m_0 = -(1{,}7587 \pm 0{,}0008) \cdot 10^{11}$ C/kg.

EXPERIENȚA LUI GARDENER

Așa după cum s-a arătat, un electron care pătrunde într-o regiune cu cîmp magnetic, se deplasează de-a lungul unui arc de cerc. Dacă regiunea cu cîmp magnetic este suficient de extinsă, încît să cuprindă în întregime cercul, electronul execută o mișcare de rotație cu o anumită frecvență, care a căpătat denumirea de *frecvență ciclotronică*. Gardener a avut ideea să elaboreze o metodă de măsură a frecvenței ciclotronice, cu ajutorul căreia a putut să determine sarcina specifică a electronului.

Înainte de a descrie experiența lui Gardener, vom deduce o relație pentru frecvența ciclotronică. În acest scop, considerăm că un electron cu viteza v pătrunde într-o regiune cu cîmp magnetic B omogen, orientat de-a lungul unei direcții perpendiculare. Raza R a cercului se obține din egalitatea dintre forța Lorentz evB și forța centrifugă mv^2/R, adică din relația $evB = mv^2/R$. Întrucît cîmpul magnetic nu poate să modifice energia electronului, deoarece el acționează cu o forță îndreptată de-a lungul unei direcții perpendiculare pe cea de deplasare, viteza v este constantă în modul. Frecvența mișcării de rotație este egală cu inversul perioadei. Perioada, reprezentînd timpul necesar electronului pentru a efectua o rotație completă, este egală cu raportul dintre lungimea cercului $2\pi R$ și viteza v, adică $T = 2\pi R/v$. Înlocuind valoarea lui R, obținem că frecvența ciclotronică are expresia:

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot B. \qquad (49)$$

Frecvența ciclotronică depinde doar de inducția magnetică B. Ea este independentă de viteza electronului, precum și de raza cercului.

Din relația (49) se observă că dacă se determină valoarea frecvenței ciclotronice ν_c, corespunzătoare unei inducții magnetice B, se poate calcula sarcina specifică a electronului.

Scanned with OKEN Scanner

După această paranteză să revenim la experiența lui Gardener, a cărei schemă este reprezentată în fig. 68. Cu ajutorul unui catod C aflat la un potențial negativ se obține un fascicul de electroni care este accelerat către anodul A ce este conectat la masa dispozitivului experimental. Anodul

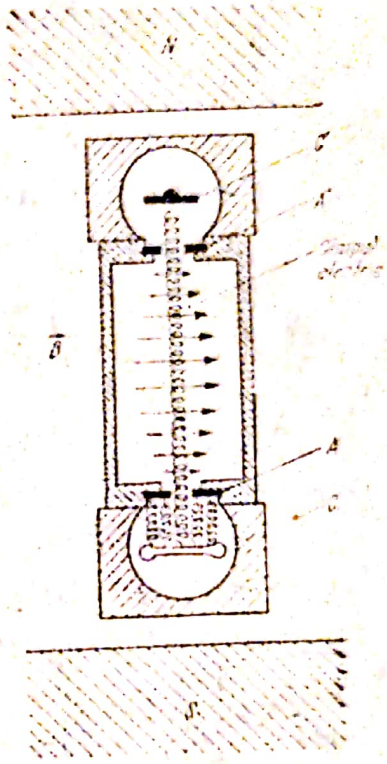


Fig. 68. Schema experienței lui Gardener

are o deschidere dreptunghiulară cu dimensiunile de 0,2 × × 1 mm. În continuare, electronii pătrund în interiorul unui ghid de unde, care este excitat de la un generator de microunde. Ghidul este introdus între polii unui electromagnet ce creează un cîmp magnetic de-a lungul direcției fasciculului de electroni.

Potrivit raționamentelor din cazul experienței lui Busch, electronii emiși de catod se vor deplasa către anod de-a lungul unor elice. Anodul lasă să treacă numai acei electroni care se rotesc de-a lungul unor elice situate în regiunea centrală a ghidului de unde. În continuare, dacă ghidul de unde nu este „alimentat" cu microunde, electronii s-ar deplasa sub acțiunea vitezei inițiale către un electrod A', similar cu anodul care are o deschidere identică și care este, de asemenea, conectat la masa dispozitivului experimental.

În sfîrșit, electronii care au reușit să traverseze deschiderea din electrodul A' ajung la un colector C'. Colectorul este conectat la un instrument, care nu a fost reprezentat, cu ajutorul căruia poate fi măsurat curentul determinat de electronii colectați.

Să alimentăm ghidul de unde de la un generator de microunde cu frecvență variabilă. Structura cîmpului electromagnetic din interiorul ghidului este foarte complexă. Nu vom intra în amănuntele acestei probleme, deoarece ne-ar îndepărta prea mult de subiectul lucrării. Vom menționa doar că ne putem închipui cîmpul electric ca fiind creat de un condensator plan, ale cărui armături sînt paralele cu axul ghidului și care se rotește într-un plan transversal cu o frecvență egală cu cea a microundelor.

Dacă frecvența ciclotronică este egală cu frecvența microundelor, cîmpul electric din ghid se rotește în fază cu mișcarea electronilor. Întrucît direcția cîmpului electric este transversală, sub acțiunea acestuia razele elicelor se măresc. În consecință, electronii nu mai pot traversa deschiderea din electrodul A' și deci nu mai pot ajunge la colector. Curentul indicat de instrumentul de măsură este nul.

Dacă frecvența microundelor nu este egală cu frecvența ciclotronică, efectul mediu al cîmpului electric este nul. Într-adevăr, cîmpul electric nu se mai rotește sincron cu electronii, din care cauză, în unele momente, îi îndepărtează din regiunea centrală, pentru ca în momentele următoare să-i readucă în aceeași poziție. În acest caz, fenomenele se petrec ca și cum nu ar exista cîmp electric în ghidul de unde. Întrucît razele elicelor nu se modifică, rezultă că electronii reușesc să traverseze deschiderea din electrodul A', dînd naștere, astfel, la un curent electric, relativ important.

Curba de variație a curentului determinat de electronii colectați de C' prezintă deci un minim în dreptul valorii frecvenței microundelor egală cu cea ciclotronică a electronilor. Se poate deci determina astfel, precis, valoarea frecvenței ciclotronice.

Scanned with OKEN Scanner

Cu ajutorul unei metode foarte precise, care utilizează fenomenul de rezonanță magnetică nucleară, Gardener a măsurat inducția magnetică B.

Măsurătorile lui Gardener au arătat că sarcina specifică a electronului are valoarea $e/m_0 = -(1{,}75890 \pm 0{,}00005) \cdot 10^{11}$ C/kg. Se observă precizia ridicată pe care o oferă această metodă.

DETERMINAREA SPECTROSCOPICĂ A SARCINII SPECIFICE A ELECTRONULUI

Cu ajutorul metodelor spectroscopice, care au o precizie foarte mare, se poate determina sarcina specifică a electronului, pe două căi.

Prima cale utilizează *efectul Zeeman*. Așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 48, diferența dintre frecvența liniei deplasate și frecvența liniei nedeplasate este proporțională cu inducția magnetică B. Calculele arată că această deplasare a frecvenței este dată de relația:

$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{B}{2}. \qquad (50)$$

În consecință, dacă se măsoară variația de frecvență corespunzătoare unei inducții B, se poate calcula cu ajutorul acestei relații sarcina specifică e/m_0. În anul 1932, W.V. Houston, utilizînd această metodă, a determinat sarcina specifică a electronilor, obținînd o valoare într-o excelentă concordanță cu cele rezultate prin alte metode.

O a doua cale constă în a utiliza *dependența constantei lui Rydberg de masa nucleului*. În lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* la p. 233 s-a arătat că Bohr, pe baza postulatelor

care-i poartă numele, a ajuns la concluzia că lungimile de undă ale liniilor spectrale emise de hidrogen satisfac relația

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2}\right) \tag{51}$$

în care R este o constantă denumită constanta *lui Rydberg*.

Această relație a fost obținută presupunînd că nucleul ar fi infinit greu. Dacă se renunță la această ipoteză simplificatoare, se obține că constanta lui Rydberg are o altă valoare, care este dată de relația:

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}}, \tag{52}$$

în care m este masa electronului, M — masa nucleului, iar R_∞ constanta lui Rydberg, corespunzătoare cazului în care nucleul ar avea o masă infinită.

Să scriem expresia constantei lui Rydberg pentru doi atomi hidrogenoizi, de exemplu, pentru hidrogen (H) și deuteriu (D)

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M_H}} \tag{53}$$

și

$$R_D = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M_D}} \tag{54}$$

în care M_H și M_D sînt masele corespunzătoare ale nucleelor.

Împărțind aceste două relații obținem

$$\frac{m}{M_H} = \frac{(R_D - R_H)(M_D + m)}{R_H(M_D - M_H)}. \tag{55}$$

Dar

$$M_H = \frac{H}{N_0} - m, \quad M_D = \frac{D}{N_0} - m \tag{56}$$

în care H și D sînt masele atomice ale hidrogenului și deuteriului, iar N_0 numărul lui Avogadro.

Numărul lui Avogadro N_0 se obține din legile electrolizei conform cărora

$$F = N_0 e, \tag{57}$$

în care F este sarcina corespunzătoare unui farad.

Neglijînd în relațiile (56) masa electronului față de masele nucleelor de hidrogen, respectiv deuteriu, obținem după efectuarea calculelor că

$$\frac{e}{m} = F \frac{R_H}{R_D - R_H} \cdot \frac{D - H}{H \cdot D}. \tag{58}$$

Valorile constantelor lui Rydberg pentru hidrogen și deuteriu se obțin din spectrele emise de aceste elemente. Valorile maselor atomice ale hidrogenului și deuteriului, precum și cea a constantei F sînt cunoscute. Înlocuind aceste valori în relația (58), Bearden a obținut că sarcina specifică are valoarea $e/m_0 = -(1{,}75887 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{11}$ C/kg.

Cu ajutorul metodelor expuse s-au obținut o serie de valori ale sarcinii specifice a electronului, care deși concordă între ele prezintă totuși mici diferențe. În anul 1957, Bearden și J.S. Thomson au efectuat o analiză a diferitelor rezultate experimentale, ajungînd la concluzia că valoarea sarcinii specifice a electronului este:

$$e/m_0 = -(1{,}75888 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{11} \text{ C/kg}. \tag{59}$$

DETERMINAREA MASEI ELECTRONULUI

În paragrafele precedente s-au expus metodele de determinare a sarcinii specifice a electronului. Sarcina electronului se determină, cel mai precis, prin variante îmbunătățite ale experienței lui Millikan, cum ar fi, de exemplu, cea elaborată de Hopper și Laby în 1941. Nu vom descrie aceste variante

Scanned with OKEN Scanner

deoarece ele prezintă numai perfecționări cu caracter tehnic. În același an, 1957, Bearden și J.S. Thomson, analizînd și rezultatele acestor experiențe, au ajuns la concluzia că sarcina electronului are valoarea:

$$e = -(1{,}60209 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C}. \qquad (60)$$

Din relațiile (59) și (60) se obține valoarea masei de repaus a electronului:

$$m_0 = (0{,}91086 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-30}\ \mathrm{kg}. \qquad (61)$$

Această metodă de determinare a masei are un caracter indirect deoarece s-a efectuat prin intermediul sarcinii specifice. Din această cauză, prezintă un interes deosebit metodele directe de măsurare a masei electronului. Observăm că din măsurătorile de deviații în cîmpuri electrice și magnetice nu se poate obține decît sarcina specifică, deoarece în ecuația de mișcare dată de legea a II-a a mecanicii, $F = ma$, intervine masa, iar în expresiile forței electrice $F_e = eE$, respectiv magnetice, $F_m = evB$, apare sarcina electrică. Rezultă că trebuie să ne îndreptăm atenția asupra unei alte categorii de fenomene.

În lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* (p. 141) s-a arătat că între anii 1921—1922 *Arthur Holly Compton* (1892—1958), studiind fenomenul de difuzie (împrăștiere) a radiațiilor X, a ajuns la concluzia că ele au o natură corpusculară. Într-adevăr, dacă se consideră că radiațiile X sînt formate din fotoni care au energia $E = h\nu/c$, atunci aplicînd legile conservării energiei și impulsului unei ciocniri elastice dintre un foton și electron, se obține că variația $\Delta\lambda$ a lungimii de undă, adică diferența dintre lungimea de undă λ' a radiației difuzate sub unghiul θ și lungimea de undă λ a radiației incidente are valoarea

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0 \cdot c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \qquad (62)$$

în care m_0 reprezintă masa de repaus a electronului.

În consecință, dacă se măsoară experimental variația lungimii de undă $\Delta\lambda$ pentru un unghi de difuzie θ se poate

calcula cu ajutorul relației (62) masa m_0 de repaus a electronului. Menționăm că valoarea masei electronului obținută cu ajutorul efectului Compton diferă cu numai 0,16% de cea care rezultă prin intermediul sarcinii specifice.

O altă metodă de determinare a masei electronului utilizează *reacția de anihilare a perechilor electron-pozitron*. În lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* la p. 215 s-a arătat că din această reacție, care poate fi scrisă sub forma:

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma, \tag{63}$$

iau naștere 2 cuante γ. Din legea de conservare a energiei aplicată acestei reacții, considerînd că energiile cinetice ale electronului e^- și pozitronului e^+ sînt atît de mici încît pot fi neglijate, se obține

$$2h\nu = 2m_0c^2, \tag{64}$$

în care ν este frecvența radiațiilor γ emise, iar m_0 masa electronului, egală cu cea a pozitronului.

În anul 1934, *Klemperer* a măsurat lungimea de undă a radiațiilor emise în reacția de anihilare pentru care a obținut valoarea de $2{,}4213 \cdot 10^{-13}$ m. Acestei valori îi corespunde o energie a fotonilor γ de 0,51 MeV. În sfîrșit, cu ajutorul ecuației lui Einstein:

$$E = mc^2 \tag{65}$$

se poate determina valoarea masei care corespunde energiei de 0,51 MeV. Efectuînd calculele, Klemperer a obținut o valoare a masei electronului în concordanță cu cea dată de relația (61).

Datorită perfecționării continue a tehnicii experimentale, valorile constantelor fizice, printre care se numără și *sarcina, masa* și *sarcina specifică a electronului*, sînt măsurate cu o precizie din ce în ce mai bună. Astfel, în prezent valorile acestor constante sînt:

$$e = (1{,}602\,1892 \pm 0{,}0000029) \cdot 10^{-19}\,C, \tag{59'}$$

$$m_0 = (1{,}660\,5655 \pm 0{,}0000051) \cdot 10^{-24}\,\text{g}, \tag{60'}$$

$$e/m_0 = (1{,}758\,8047 \pm 0{,}0000028) \cdot 10^{11}\,\text{C/kg}. \tag{61'}$$

În încheierea acestui capitol, vom aborda din nou problema masei electronului. De la început, precizăm că cercetările din acest domeniu au relevat numeroase probleme, cărora nici pînă acum nu li s-a dat o rezolvare care să îi mulțumească pe fizicieni.

Din legea de variație a masei cu viteza nu se poate obține nici o informație privitoare la natura masei. Într-adevăr, în conformitate cu teoria relativității, orice masă, indiferent de natura sa, variază cu viteza după legea Lorentz-Einstein. Au fost făcute încercări de a construi teorii în care electronul ar avea toată masa de natură pur mecanică sau, din contră, de natură pur electromagnetică, care însă au eșuat. Singura alternativă în care fizicienii își pun mari speranțe este aceea care consideră că masa electronului ar avea o componentă de natură electromagnetică, precum și o componentă de natură mecanică, mai corect de natură neelectromagnetică, deși nici în acest caz nu s-a putut fundamenta o teorie satisfăcătoare.

O simplificare considerabilă a problemei naturii masei s-ar putea obține dacă electronul ar fi o particulă punctiformă. O asemenea simplificare nu este posibilă. Într-adevăr, dacă în relația (30) considerăm $a = 0$, rezultă că masa electromagnetică a electronului ar fi infinită, ceea ce este inadmisibil.

Ipoteza electronului punctiform nu ne permite să explicăm procesul prin care acesta radiază unde electromagnetice atunci cînd, de exemplu, are o mișcare rectilinie accelerată. Procesul prin care o antenă de emisie radiază unde electromagnetice este condiționat de interacțiunea dintre părțile sale componente. Dacă nu ar exista această interacțiune, atunci antena nu ar radia unde electromagnetice. Într-un electron punctiform nu poate să apară o interacțiune între părțile sale componente, pentru că el nu are părți compo-

nente. Un electron punctiform nu poate radia unde electromagnetice. Sîntem deci nevoiți să presupunem că un electron are dimensiuni, ce-i adevărat, foarte mici, însă diferite de zero.

Ipoteza electronului cu dimensiuni diferite de zero rezolvă problema radiației de unde electromagnetice însă ridică o problemă nouă. Indiferent cum este repartizată sarcina electrică într-un electron, apar forțe de respingere între părțile sale componente care sînt încărcate cu sarcini electrice de același semn. Dacă considerăm că legea lui Coulomb este valabilă și pentru distanțe foarte mici, ceea ce s-ar putea să nu fie adevărat, atunci aceste forțe de respingere ar avea valori foarte mari. Trebuie deci să presupunem că într-un electron mai există și alte forțe, care le echilibrează pe cele de natură electrică. Dacă aceste forțe suplimentare nu ar exista, electronul ar exploda, ceea ce nu corespunde realității, deoarece cel puțin în condițiile „uzuale" el este o particulă stabilă.

Cercetările din domeniul particulelor elementare, deși au adus elemente noi, nu au permis totuși rezolvarea problemei masei.

Astfel, se cunosc două particule elementare: *neutronul* și *protonul*. Ambele particule interacționează prin intermediul forțelor nucleare, care sînt identice, cel puțin după cunoștințele noastre actuale. Forțele electromagnetice sînt însă diferite, deoarece neutronul este neutru din punct de vedere electric, iar protonul este încărcat cu o sarcină electrică pozitivă. Protonul și neutronul ar fi deci două particule identice, cu excepția sarcinilor electrice. Repetînd raționamentele expuse la studiul masei electromagnetice a electronului, rezultă că masele celor două particule ar trebui să fie diferite. Masele celor două particule sînt, într-adevăr, diferite. Apare însă o dificultate: protonul, în calitatea sa de particulă încărcată, ar trebui să fie mai greu decît neutronul, care este o particulă neîncărcată. În realitate, situația este inversă: neutronul este mai greu decît protonul.

Diferența dintre masa neutronului și cea a protonului, exprimată în unități de energie, este de 1,3 MeV.

Se mai cunosc însă și alte cazuri. De exemplu, *mezonii* π pot fi încărcați cu o sarcină electrică elementară pozitivă sau negativă (π^+ sau π^-), sau pot fi neutri (π^0). În acest caz, masa mezonilor încărcați este mai mare decît cea a mezonului neutru, diferența fiind de aproximativ 4,6 MeV. S-ar părea că, în acest caz, diferența de masă ar fi de natură electromagnetică.

Și mezonii K pot fi neutri, sau încărcați cu sarcină electrică pozitivă sau negativă. Masa mezonului K neutru este mai mare decît cea a mezonilor încărcați, adică invers cum ne-am aștepta, diferența de masă fiind de 3,9 MeV.

O situație interesantă apare în cazul particulelor Σ, care, de asemenea, pot fi neutre sau încărcate cu sarcină electrică negativă sau pozitivă: masele particulelor Σ, încărcate cu sarcini electrice de semne contrare, sînt diferite între ele. Astfel, masa particulei cu sarcină pozitivă este mai mică decît cea a particulei neutre cu 2,1 MeV, în timp ce masa particulei cu sarcină negativă este mai mare decît cea a particulei neutre cu 4,5 MeV.

Cum se explică această diferență de masă, contrară celeia așteptate? În cazul neutronului și protonului, răspunsul este simplu: atît neutronul cît și protonul sînt niște particule „mai complicate", care au o anumită structură. (Vezi lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* fig. 91.) Neutronul ar trebui să fie mai ușor decît protonul dacă el ar fi o „veritabilă" particulă neutră, adică dacă nu ar avea deloc sarcini electrice. În realitate, se pare că neutronul este format din trei regiuni care au sarcini cu astfel de semne și astfel de valori încît sarcina sa totală este nulă. Și protonul are o anumită structură. Dacă se iau în considerare aceste structuri rezultă că, într-adevăr, neutronul trebuie să fie mai greu decît protonul.

O altă problemă care-i frămîntă pe fizicieni este cea a particulei elementare denumită *mezon* μ sau *miuon*, care

este identică cu electronul, cu excepția masei. Atît electronii cît și miuonii interacționează cu cîmpul electromagnetic și cu neutrinii și nu prezintă forțe nucleare. Cu toate acestea, masa miuonului este de 206,77 ori mai mare decît cea a electronului. În consecință, răspunsul la întrebarea: care este natura masei electronului? implică și răspunsul la întrebarea: de ce masa miuonului este de 206,77 ori mai mare decît cea a electronului? Unii fizicieni își exprimă convingerea că electronul și miuonul sînt în realitate una și aceeași particulă, care s-ar afla în stări diferite.

Scanned with OKEN Scanner

PROPRIETĂȚILE ONDULATORII ALE ELECTRONULUI

În aprilie 1925, instalația experimentală a Laboratoarelor firmei Western Electric din New York a suferit un accident devenit celebru. După refacerea instalației, unele curbe ale experiențelor de rutină nu mai semănau cu cele anterioare. Discuțiile pe care Davisson le-a avut cu cîțiva fizicieni renumiți din acea epocă, cum ar fi Born, Hartree, Blackett, Franck, l-au determinat să imprime experiențelor o întorsătură neașteptată. Rezultatele acestor experiențe, cărora le putem atribui calificativul de epocale, arătau, fără nici o posibilitate de îndoială, că electronii prezintă fenomenul de difracție. Acest fenomen este însă caracteristic numai undelor. Electronii, cel puțin în cazul experiențelor lui Davisson și Germer, prezintă proprietăți ondulatorii întocmai ca și undele electromagnetice, mai precis ca și radiațiile X. Fuseseră confirmate, astfel, ideile lui Louis de Broglie.

Cîteva luni mai tîrziu, în orașul Aberdeen din Anglia, George Paget Thomson, fiul lui John Joseph Thomson, care în 1897 demonstrase experimental că electronul este un corpuscul, obține, în 1927, adică 30 de ani mai tîrziu, imagini de difracție care atestă, de asemenea, fără nici o posibilitate de îndoială, că același electron ar fi o undă.

După cum arată și titlul, acest capitol își propune să prezinte proprietățile ondulatorii ale electronului. Vom începe cu teoria lui Bohr deoarece ea a arătat pentru prima oară că electronul nu poate fi conceput ca o simplă particulă materială care se supune în totalitate legilor fizicii clasice.

Scanned with OKEN Scanner

Informații prețioase despre electroni se pot obține din studiile asupra structurii atomilor. Așa după cum s-a arătat în lucrarea: *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 228, pentru explicarea experienței de împrăștiere a razelor α, *Ernest Rutherford* (1871—1937) a propus așa numitul *model nuclear* al atomului. În conformitate cu acest model, un atom este compus dintr-un nucleu încărcat cu un număr de sarcini elementare pozitive și un număr egal de electroni care gravitează în jurul acestuia.

Acest model, atît de simplu în aparență, ridică o problemă de importanță excepțională. În conformitate cu legile electrodinamicii clasice, o sarcină electrică (în particular, un electron), care nu are o mișcare rectilinie și uniformă, radiază unde electromagnetice. Rezultă că electronii dintr-un atom, prin mișcarea lor în jurul nucleului radiază unde electromagnetice. Undele electromagnetice radiate preiau o anumită cantitate de energie, care este evident suportată de electronii emițători. Ca urmare a pierderilor de energie, electronii trebuie să se rotească pe niște spirale din ce în ce mai apropiate de nucleu, pînă cînd, în final, cad pe el.

Potrivit legilor electrodinamicii clasice, procesul de „cădere" a unui electron pe nucleu durează 10^{-8} s. Legile fizicii clasice condamnă deci la o moarte sigură „atomul nuclear".

În realitate, numeroase experiențe arătau că atomii reprezintă niște sisteme stabile, care, dacă sînt ferite de acțiunea unor factori perturbatori externi, au o existență infinită. Rutherford era conștient de soarta pe care i-o oferea fizica clasică atomului pe care el l-a propus. N-a avut altă alternativă, deoarece experiențele de împrăștiere a particulelor α arătau cu certitudine existența în interiorul atomului a unui nucleu greu pozitiv.

Modelul nuclear sau, cum i se mai spune, *modelul planetar* — deoarece structura sa este asemănătoare cu cea a sistemului planetar —, a fost propus de Rutherford în anul 1911. Doi ani mai tîrziu, adică în 1913, *Niels Bohr* (1885—

1962) reușește, pe baza unor postulate care îi poartă numele, să calculeze frecvențele liniilor spectrale emise de cel mai simplu atom — atomul de hidrogen. Postulatele lui Bohr sînt:

1. Atomul este caracterizat prin anumite stări, denumite stări staționare, în care nu emite energie, chiar dacă particulele încărcate din atomi au o astfel de mișcare încît, după legile electrodinamicii clasice, ar trebui să radieze unde electromagnetice.

2. Orice emisie sau absorbție de radiație electromagnetică corespunde unei treceri dintr-o stare staționară într-alta, trecere care se numește tranziție. La o tranziție se emite sau se absoarbe un foton a cărui frecvență se determină din relația

$$h\nu = |E_m - E_n|, \qquad (66)$$

în care E_m și E_n reprezintă energiile stărilor între care are loc saltul, iar h este constanta lui Planck.

Lui Bohr îi era clar că fizica clasică nu poate fi aplicată la studiul atomilor. Cu toate acestea, Bohr efectuează o astfel de operație. Instabilitatea atomilor ar fi determinată de undele electromagnetice radiate de către electronii care se rotesc în jurul nucleului. Bohr rezolvă problema cu ajutorul primului postulat, care interzice electronilor ce se află în anumite stări, denumite stări staționare, să emită unde electromagnetice.

Prin ce se caracterizează stările staționare și cum pot fi determinate? La această întrebare, primul postulat nu ne oferă nici un răspuns. Bohr a arătat că, de la caz la caz, trebuie găsite anumite condiții, denumite *condiții de cuantificare,* care determină stările staționare.

Atomii emit totuși unde electromagnetice. Din această cauză, Bohr a „interzis" electronilor să emită unde electromagnetice numai în stările staționare. În celelalte stări, electronii emit unde electromagnetice. Desigur, ne-am aștepta ca în acest caz procesul de emisie să fie studiat cu ajutorul electrodinamicii clasice. Întrucît spectrul astfel calculat este fundamental diferit de cel experimental, Bohr a postulat un proces care nu-și are echivalentul în fizica clasică: *saltul*

unui electron dintr-o stare staționară într-alta, cu emisia unui foton a cărei energie este egală cu diferența energiei celor două stări. Cunoscînd energia, se poate calcula cu ajutorul relației lui Planck, $E = h\nu$, frecvența ν a fotonului, deci a radiațiilor emise.

Aceste considerații apar mai clar dacă le exemplificăm cu ajutorul atomului de hidrogen. Să presupunem că atomul de hidrogen se află într-o stare staționară, în care singurul său electron se rotește în jurul nucleului fără să radieze unde electromagnetice. Din egalitatea dintre forța F_e, exercitată de nucleu și forța centrifugă F_c se obține relația

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}, \qquad (67)$$

în care r este raza orbitei, iar ε_0 permitivitatea vidului (vezi fig. 69). Această relație poate fi satisfăcută pentru orice valoare a razei r. Electronul s-ar putea deci roti pe o orbită cu orice rază r, cu condiția ca viteza v să aibă o valoare convenabilă, care să asigure satisfacerea egalității (67).

Din șirul continuu de valori ale razei, Bohr alege, cu ajutorul condiției de cuantificare, numai anumite valori. În cazul atomului de hidrogen, condiția de cuantificare cere ca

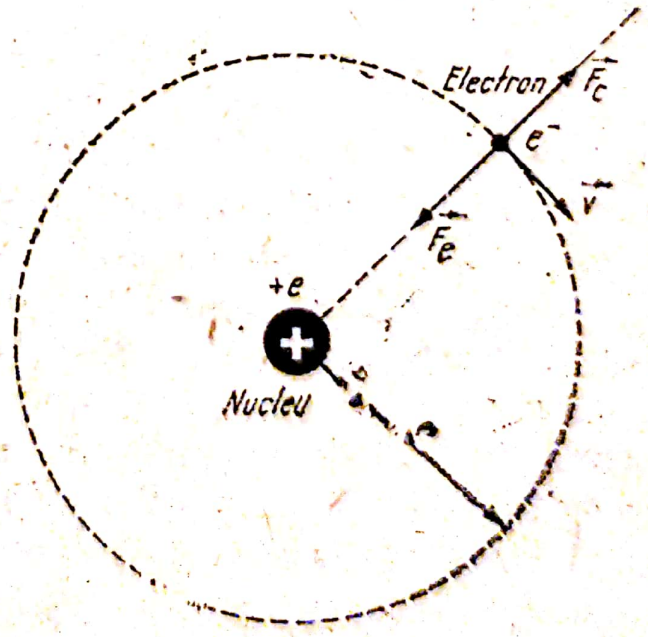


Fig. 69 Atomul lui Bohr

momentul cinetic orbital al electronului să fie egal cu un număr întreg n de constante h, împărțite prin 2π, adică

$$mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{68}$$

Din aceste două relații se obțin valorile permise ale razei:

$$r_n = n^2 \frac{h^2}{\pi m e^2}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{69}$$

Dînd lui n valorile 1, 2, 3, ... și înlocuind valorile celorlalte mărimi, se obține raza primei orbite, apoi a celei de-a doua ș.a.m.d. Rezultă, astfel, de exemplu, că raza primei orbite are valoarea de $5{,}3 \cdot 10^{-9}$ cm.

Se poate calcula foarte ușor frecvența f_n a mișcării de rotație a electronului pe o orbită permisă, avînd în vedere că frecvența este egală cu inversul perioadei, iar perioada este dată de raportul dintre lungimea cercului și viteză, adică

$$f_n = \frac{v}{2\pi r} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \cdot \frac{2}{n^3}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{70}$$

Pentru determinarea energiei electronului care se rotește pe o orbită caracterizată printr-o anumită valoare a numărului n, este necesar să adunăm energia cinetică cu cea potențială.

Energia cinetică care este egală cu $1/2 \cdot mv^2$ se poate calcula foarte simplu din relațiile (67) și (68).

Energia potențială reprezintă, așa după cum se știe, lucrul mecanic cu semn schimbat, efectuat pentru a deplasa electronul dintr-un punct ales drept referință, în care prin convenție energia potențială este nulă, în punctul considerat. Cel mai comod este să considerăm că în punctul de la infinit, caracterizat prin $r = \infty$, energia potențială este nulă. În consecință, pentru a determina energia potențială a electronului, în situația în care se află la o distanță r de nucleu, este necesar să calculăm lucrul mecanic efectuat

pentru a aduce electronul de la infinit în punctul considerat. Întrucît drumul pe care trebuie să-l parcurgă electronul este arbitrar, considerăm că el se deplasează de la infinit în punctul considerat, de-a lungul razei care trece prin acel punct. Asupra electronului acționează forța de atracție coulombiană care este egală cu $e^2/4\pi\varepsilon_0 r^2$. Se observă că forța depinde de punct. În consecință, nu putem calcula lucrul mecanic înmulțind forța cu distanța parcursă.

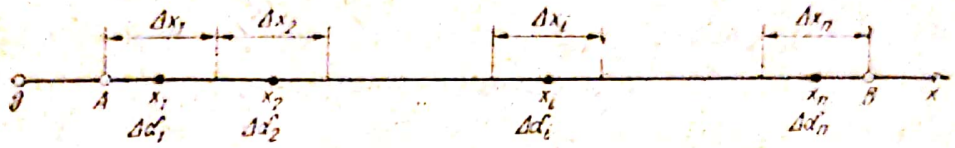


Fig. 70. Calculul expresiei generale a lucrului mecanic

Pentru calculul lucrului mecanic în cazul general, în care forța depinde de punct, considerăm un corp care se deplasează de-a lungul axei Ox între două puncte A și B (vezi fig. 70). Forța care acționează asupra corpului are valori diferite în diversele puncte din interiorul segmentului AB. Împărțim segmentul AB într-un număr foarte mare de segmente Δx_1, Δx_2, ... Δx_n. Deoarece segmentele Δx_i au lungimi foarte mici, putem să considerăm că forța care acționează asupra corpului are o valoare constantă în timpul deplasării de-a lungul acestuia. În consecință, lucrul mecanic $\Delta\mathcal{L}_i$ efectuat pentru deplasarea corpului de-a lungul segmentului Δx_i are valoarea

$$\Delta\mathcal{L}_i = F(x_i) \cdot \Delta x_i, \tag{71}$$

în care x_i este, de exemplu, punctul median al acestui segment. Lucrul mecanic $\mathcal{L}_{AB}$ efectuat la deplasarea corpului între punctele A și B se obține prin însumarea lucrurilor mecanice corespunzătoare celor n mici segmente

$$\mathcal{L}_{AB} = \sum_{i=1}^{n} \Delta\mathcal{L}_i = \sum_{i=1}^{n} F(x_i)\,\Delta x_i \tag{72}$$

Procedînd în acest mod, obținem un rezultat cu atît mai exact cu cît lungimea segmentelor Δx_i este mai mică, deci,

pentru a aduce electronul de la infinit în punctul considerat. Întrucît drumul pe care trebuie să-l parcurgă electronul este arbitrar, considerăm că el se deplasează de la infinit în punctul considerat, de-a lungul razei care trece prin acel punct. Asupra electronului acționează forța de atracție coulombiană care este egală cu $e^2/4\pi\varepsilon_0 r^2$. Se observă că forța depinde de punct. În consecință, nu putem calcula lucrul mecanic înmulțind forța cu distanța parcursă.

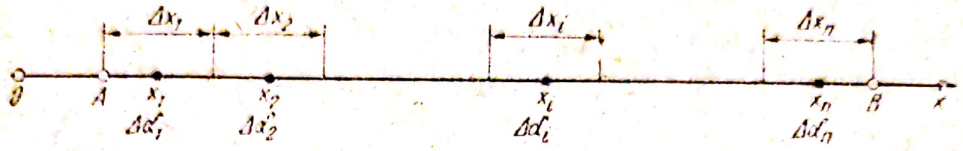


Fig. 70. Calculul expresiei generale a lucrului mecanic

Pentru calculul lucrului mecanic în cazul general, în care forța depinde de punct, considerăm un corp care se deplasează de-a lungul axei Ox între două puncte A și B (vezi fig. 70). Forța care acționează asupra corpului are valori diferite în diversele puncte din interiorul segmentului AB. Împărțim segmentul AB într-un număr foarte mare de segmente Δx_1, Δx_2, ... Δx_n. Deoarece segmentele Δx_i au lungimi foarte mici, putem să considerăm că forța care acționează asupra corpului are o valoare constantă în timpul deplasării de-a lungul acestuia. În consecință, lucrul mecanic $\Delta \mathcal{L}_i$ efectuat pentru deplasarea corpului de-a lungul segmentului Δx_i are valoarea

$$\Delta \mathcal{L}_i = F(x_i) \cdot \Delta x_i, \tag{71}$$

în care x_i este, de exemplu, punctul median al acestui segment. Lucrul mecanic $\mathcal{L}_{AB}$ efectuat la deplasarea corpului între punctele A și B se obține prin însumarea lucrurilor mecanice corespunzătoare celor n mici segmente

$$\mathcal{L}_{AB} = \sum_{i=1}^{n} \Delta \mathcal{L}_i = \sum_{i=1}^{n} F(x_i)\,\Delta x_i \tag{72}$$

Procedînd în acest mod, obținem un rezultat cu atît mai exact cu cît lungimea segmentelor Δx_i este mai mică, deci,

cu cît numărul lor este mai mare. La limită, cînd numărul acestor mici segmente tinde către infinit, suma dată de relația (72) se transformă în integrala:

$$\mathcal{E}_{AB} = \int_A^B F(x)dx. \tag{73}$$

Cu ajutorul acestei relații putem să calculăm energia potențială a electronului, considerînd că axa Ox este îndreptată de-a lungul razei (vezi fig. 71*(a)*). Electronul se deplasează deci din punctul A de la infinit, caracterizat prin $x_A = \infty$, în punctul B, caracterizat prin $x_B = r$, ceea ce înseamnă că

$$E_p = -\int_\infty^r \frac{-e^2}{4\pi\varepsilon_0 x^2} \cdot dx = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\int_\infty^r \frac{dx}{x^2} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r}. \tag{74}$$

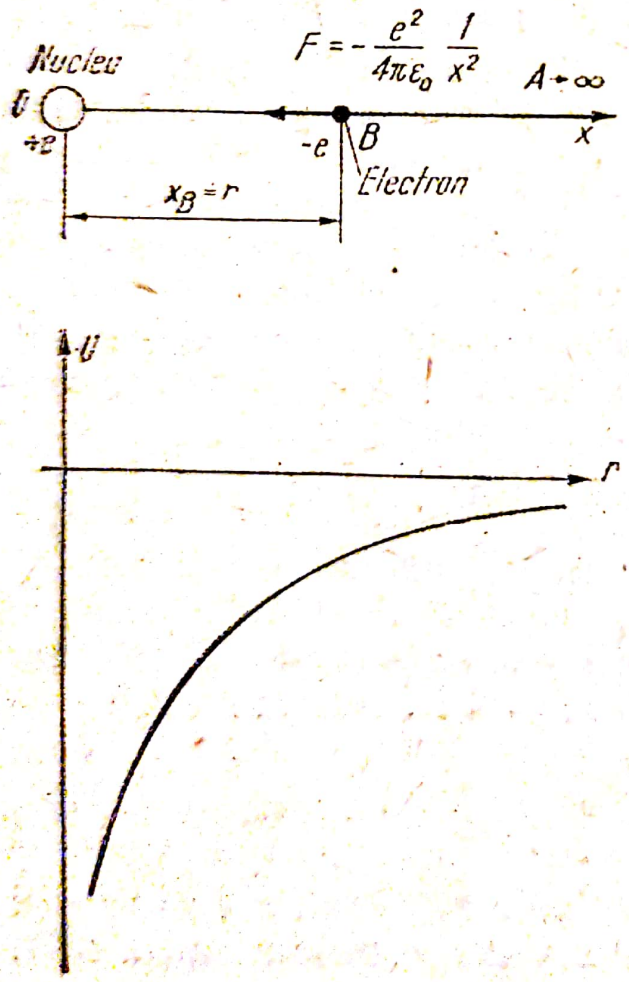


Fig. 71. Energia potențială a electronului din atomul de hidrogen: *(a)* forța exercitată asupra electronului de către nucleu, *(b)* variația energiei potențiale în funcție de rază.

Energia potențială are deci valori negative. Semnul energiei potențiale se datorește modului cum este ales punctul de referință, în care se consideră că energia potențială este nulă. Astfel, să presupunem că, inițial, electronul se află la distanța r de nucleu. În această stare, electronul are o anumită energie potențială. În continuare, sub influența unei forțe din exterior, electronul se îndepărtează treptat de nucleu, spre infinit. Nucleul pozitiv acționează asupra electronului negativ cu o forță de atracție. Deci, pentru a îndepărta electronul pînă la infinit este necesar să cheltuim un lucru mecanic. Energia potențială este mai mare în situația în care electronul s-ar afla la infinit față de cazul în care electronul s-ar afla la distanța r. În situația în care electronul s-ar afla la infinit, am considerat prin convenție că energia potențială este nulă. Rezultă că în cazul în care electronul se află la distanța r de nucleu, energia potențială are o valoare negativă.

Variația energiei potențiale în funcție de raza r este reprezentată în fig. 71 *(b)*.

Adunînd energia cinetică cu cea potențială obținem

$$E_n = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^4}{4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad n = 1,2,3,\ldots \qquad (75)$$

Valorile permise ale energiei sînt reprezentate în fig. 72.

În mod normal, adică în starea fundamentală, electronul se rotește pe orbita cea mai apropiată de nucleu, caracterizată prin $n = 1$, deoarece în acest caz energia are valoarea minimă. Să presupunem că sub acțiunea unei cauze oarecare, electronul primește o energie suplimentară, ceea ce îl determină să treacă pe orbita cu $n = 2$. În continuare, electronul caută să revină pe prima orbită, care are o energie mai mică, emițînd diferența de energie sub formă de unde electromagnetice. Electronul va părăsi deci orbita circulară cu $n = 2$ și va începe să descrie o spirală pînă cînd va ajunge pe orbita cu $n = 1$. În conformitate cu electrodinamica clasică, un electron care are o mișcare de rotație cu o anumită frecvență, radiază unde electromagnetice cu aceeași frecvență. Ne-am

aștepta deci ca în timpul acestui proces de trecere, radiațiile emise să aibă un spectru continuu între frecvențele de $0{,}82 \cdot 10^{15}$ Hz și $6{,}58 \cdot 10^{15}$ Hz care se obțin din relația (70) pentru $n = 2$, respectiv $n = 1$.

Dacă electronul primește din exterior o energie mai mare, atunci el poate să treacă pe orbita cu $n = 3$. În acest caz, în

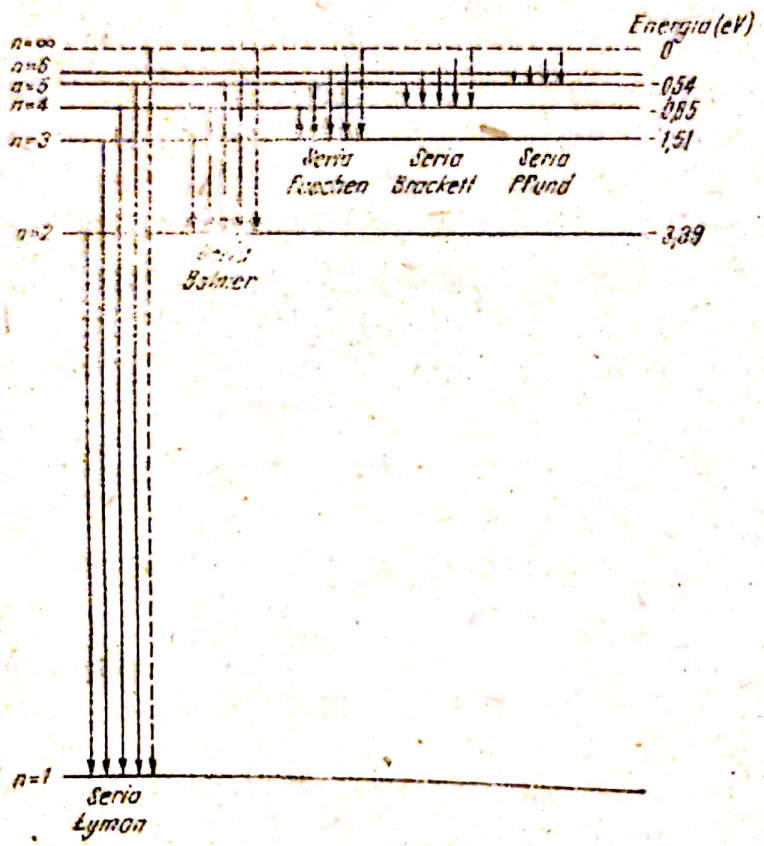


Fig. 72. Nivelele energetice ale atomului de hidrogen

procesul invers de revenire, electronul ar emite radiații electromagnetice cu un spectru continuu între frecvențele de $0{,}23 \cdot 10^{15}$ Hz și $6{,}58 \cdot 10^{15}$ Hz.

În funcție de energia pe care o primește, în procesul invers de revenire electronul va emite radiații electromagnetice cu un spectru continuu, începînd de la valori teoretic oricît de mici ale frecvenței, pînă la $6{,}58 \cdot 10^{15}$ Hz.

Faptele experimentale infirmă total această concluzie. Hidrogenul nu se caracterizează printr-un spectru continuu,

ci printr-un spectru discret format din linii spectrale grupate în anumite serii ale căror lungimi de undă λ satisfac relația

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \tag{76}$$

în care R este *constanta lui Rydberg*, iar $n_i = n_f + 1$, $n_f + 2$, $n_f + 3$ etc. Astfel, pentru $n_f = 1$ se obține *seria Lyman*, pentru $n_f = 2$ *seria Balmer* etc.

În concluzie, frecvențele liniilor spectrale emise nu au nimic comun cu frecvențele mișcării de rotație a electronului.

Dacă însă utilizăm cel de-al doilea postulat, adică dacă facem diferențele dintre energiile a două stări staționare și le împărțim la constanta lui Planck, obținem frecvențele ν ale liniilor spectrale:

$$\nu = \frac{1}{h} \cdot (E_i - E_f) = \frac{me^4}{8\,\varepsilon_0 h^3} \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \tag{77}$$

care coincid cu cele rezultate din relația (76), dacă constanta lui Rydberg ar avea valoarea

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}, \tag{78}$$

avînd în vedere că $1/\lambda = \nu/c$. Valoarea experimentală a constantei lui Rydberg este egală cu 109737,303 cm^{-1}, în timp ce valoarea teoretică calculată cu ajutorul relației (78) este de 109677,581 cm^{-1}.

Concordanța dintre rezultatele teoretice și datele experimentale nu rezolvă însă complet problema, întrucît cel de-al doilea postulat, pe baza căruia s-au efectuat calculele, nu ne oferă nici un detaliu asupra procesului prin care electronul trece de pe o orbită pe alta. La aceasta se mai adaugă și imposibilitatea de a calcula cu ajutorul acestui postulat intensitățile diverselor linii spectrale.

Între anii 1913—1924, teoria lui Bohr a înregistrat o serie de succese, a căror enumerare nu o vom efectua, deoarece ne-ar îndepărta prea mult de subiectul lucrării. Atît timp cît teoria lui Bohr a furnizat explicațiile unor fenomene

de la scara atomică, deficiențele ei erau trecute pe planul al doilea. După 1924, pentru teoria lui Bohr începe o perioadă de criză, care este declanșată, în special, de imposibilitatea de a calcula spectrul atomului de heliu, heliul fiind elementul imediat următor după hidrogen în ordinea complexității. Cu această ocazie a ieșit în evidență, cu deosebită claritate, caracterul de compromis al teoriei lui Bohr.

Cu toate deficiențele ei, teoria lui Bohr a avut o importanță deosebită în fundamentarea fizicii moderne, întrucît chiar și în cazul fenomenelor pe care nu a reușit să le explice, a indicat firul conducător ce trebuia urmat. În ceea ce privește subiectul acestei lucrări, teoria lui Bohr a arătat că electronul nu este pur și simplu un mic „ghemotoc" de materie, care se supune legilor fizicii clasice, ci „ceva" mai complex care „ascultă" de alte legi, caracteristice lumii atomice. Din punct de vedere istoric, teoria lui Bohr a creat prima fisură în concepția clasică corpusculară despre electron.

Confuzia generală generată de criza teoriei lui Bohr începe să se „destrame", în anul 1924, prin lucrările lui *Louis de Broglie* (n. 1892). Pentru a înțelege esența ideilor lui de Broglie, este necesar să prezentăm cîteva elemente din teoria relativității, noțiunile de viteze de fază și respectiv de grup ale unei unde, precum și analogia dintre optica geometrică și mecanica clasică stabilită de *William Rowan Hamilton* (1805—1865).

TEORIA RELATIVITĂȚII

Studiul teoretic sau experimental al unui fenomen necesită utilizarea unui *sistem de referință*, care este format din trei axe dispuse de-a lungul a trei direcții (de obicei perpendiculare între ele) în spațiu, precum și dintr-o scară a timpului. Teoria relativității își propune să studieze transformările care apar atunci cînd un același fenomen este studiat

de diferiți observatori care utilizează sisteme de referință ce se mișcă unele față de celelalte.

În general, legile care guvernează fenomenele fizice depind de sistemul de referință utilizat. Să considerăm, de exemplu, căderea unui corp în cîmpul gravitațional al Pămîntului.

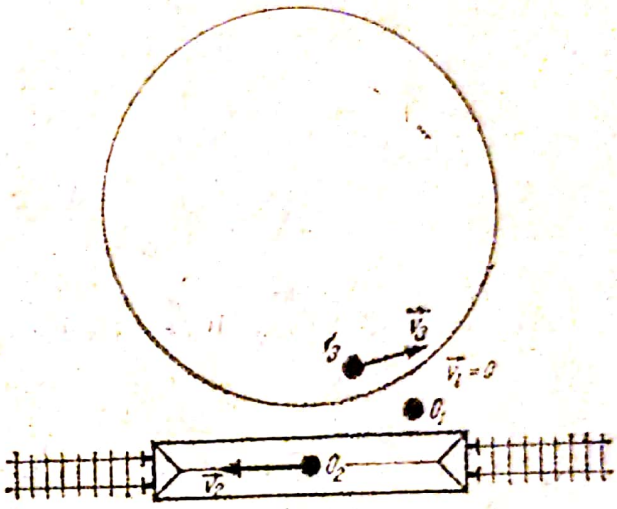


Fig. 73. Trei observatori O_1, O_2 și O_3 care studiază căderea liberă a unui corp în cîmpul gravitațional al Pămîntului

Dacă fenomenul este studiat de către un observator O_1, care are o poziție fixă pe suprafața pămîntului, atunci acesta constată că traiectoria corpului este rectilinie. Un alt observator O_2, care se află într-un tren ce are o mișcare rectilinie și uniformă, constată că același corp, în cădere, descrie un arc de parabolă. În sfîrșit, un al treilea observator O_3, care s-ar afla la periferia unei platforme circulare, ce are o mișcare de rotație, va sesiza o mișcare și mai complicată a aceluiași corp (vezi fig. 73).

Pentru înțelegerea ideilor lui de Broglie, este necesar să studiem modificările care apar atunci cînd sistemele de referință au unele față de celelalte o mișcare rectilinie și uniformă. Acest domeniu este cunoscut sub numele de *teoria relativității restrînse*. Spre deosebire de relativitatea restrînsă, *relativitatea generalizată* studiază, așa cum arată și numele, cazul general în care sistemele de referință au mișcări oarecare unele față de celelalte. Revenind la exemplul considerat, rezultă că vom studia modificările care apar atunci cînd se trece de la sistemul de referință utilizat de observatorul O_1, la cel folosit de observatorul O_2 și invers. Chiar în

situația în care platforma are o mișcare de rotație uniformă, adică cu turație constantă, observatorul O_3 are o mișcare accelerată deoarece viteza sa, constantă în modul, își modifică în permanență direcția. În consecință, trecerea de la sistemul de referință O_3 la sistemele O_1 sau O_2, precum și operațiile inverse, formează obiectul teoriei relativității generalizate.

Sistemele de referință față de care legile lui Newton păstrează exact aceeași formă cu cea elaborată de marele savant au căpătat denumirea de sisteme inerțiale. Un sistem de referință care are o poziție fixă pe suprafața Pămîntului nu este, datorită mișcării de rotație, un sistem inerțial. Dar, atunci care sistem de referință este inerțial? Newton a sugerat că un sistem de referință inerțial ar fi cel „legat" de „stelele fixe". La prima vedere, această idee pare ispititoare întrucît un asemenea sistem de referință ar fi foarte bun pentru studiul mișcărilor care implică deplasări de-a lungul unor distanțe astronomice și care se realizează în intervale de timp foarte lungi, cum ar fi cele ale planetelor. În realitate, stele cu adevărat fixe nu există. De-a lungul unor perioade de sute de ani constelațiile se deplasează, ce-i adevărat, aproape imperceptibil, ceea ce înseamnă că și aceste stele fixe nu încetează niciodată să se miște. Un asemenea sistem nu este în realitate cu adevărat un sistem de referință inerțial.

Cum era și firesc, fizicienii au efectuat numeroase încercări prin care au urmărit să găsească un sistem de referință cu adevărat inerțial, cercetări care au avut ca rezultat elaborarea teoriei relativității de Einstein. Nu vom prezenta istoria elaborării acestei teorii, ci ne vom rezuma să prezentăm numai cîteva rezultate, a căror esență fizică apare mai clar dacă le vom compara cu cele similare obținute cu ajutorul mecanicii clasice newtoniene.

Considerăm un sistem de referință inerțial S, format din trei axe de coordonate Ox, Oy, Oz, perpendiculare între ele și o scară de timp t. Mai considerăm și un al doilea sistem de referință S' care are o mișcare rectilinie și uniformă cu viteza $\vec{v}$ față de primul sistem S. Fenomenele apar mai clar

dacă presupunem că viteza $\vec{v}$ este îndreptată de-a lungul axei Ox în sensul ei pozitiv și dacă alegem axele Oy și $O'y'$, precum și Oz și $O'z'$ paralele (vezi fig. 74). Tot din același motiv, alegem scările de timp astfel încît momentul din care măsurăm scurgerea timpului în cele două sisteme să corespundă situației în care originea O' a sistemului S' se află în originea O a sistemului S.

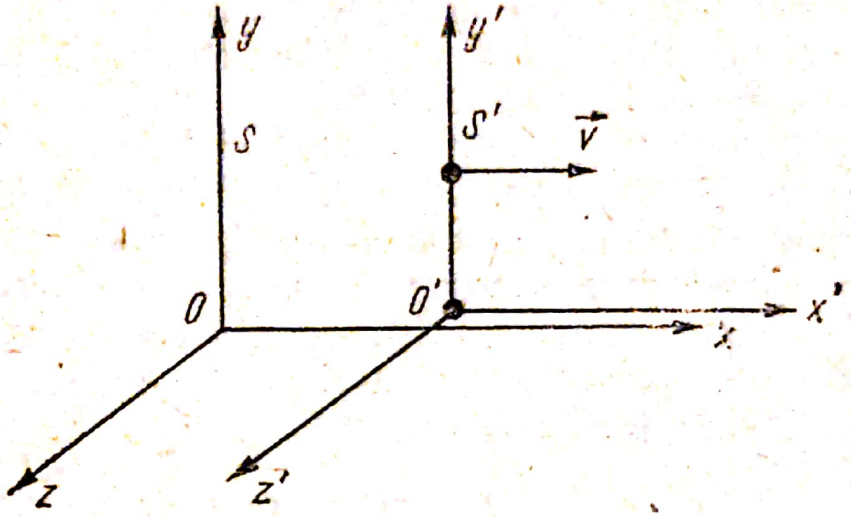


Fig. 74. Două sisteme de referință inerțiale S și S'

Să presupunem că în cele două sisteme de referință se află cîte un observator care raționează în conformitate cu principiile mecanicii newtoniene, adică pe baza experienței sale zilnice. La un moment t, observatorul din sistemul S sesizează un eveniment în punctul P, caracterizat prin coordonatele x, y, z. Același eveniment este sesizat și de către observatorul din S' ca petrecîndu-se în același moment $t' = t$, însă în punctul de coordonate $(x-vt, y, z)$, deoarece distanța OO' este egală cu produsul dintre viteza v și timpul t. În consecință, relațiile care ne permit să trecem de la un sistem la celălalt sînt:

$$\begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t. \end{aligned} \qquad (79)$$

Aceste ecuații au căpătat denumirea de *formulele de transformare ale lui Galilei*. În unele lucrări, tot aceste ecuații sînt denumite *relațiile newtoniene de transformare*, întrucît se bazează pe principiile mecanicii clasice fundamentată de către Newton, cu toate că ele au fost formulate pentru prima oară de către Galilei.

Considerăm că în sistemul S' care se află în mișcare față de S, observatorul măsoară, de exemplu, lungimea unei bare, dispusă de-a lungul axei $O'x'$ ale cărei extremități au abscisele x'_1 și x'_2. Evident lungimea $\Delta l'$ a barei are valoarea $\Delta l' = x'_2 - x'_1$. Care este lungimea aceleiași bare măsurată în sistemul S? În acest scop, observatorul din S determină simultan, adică în același moment $t_1 = t_2$, abscisele x_1 și x_2 ale extremităților barei. Lungimea Δl a barei măsurată în sistemul S are, prin urmare, valoarea $\Delta l = x_2 - x_1$. Relația care există între cele două lungimi se va obține dacă în expresia lui $\Delta l'$ se introduc ecuațiile (79),

$$\Delta l' = x'_2 - x'_1 = (x_2 - x_1) - v(t_2 - t_1) = x_2 - x_1 = \Delta l,$$

întrucît $t_2 = t_1$ (80)

Lungimea barei măsurată de un observator care se află în repaus față de ea are aceeași valoare cu cea obținută de un observator care se deplasează de-a lungul ei.

Această concluzie, în perfectă concordanță cu experiența noastră zilnică, arată că în *cadrul relativității clasice spațiul este absolut*, adică nu depinde de sistemul de referință inerțial utilizat.

În continuare, considerăm că ambii observatori determină durata unui aceluiași fenomen, care se petrece, de exemplu, într-un punct fix față de sistemul S'. Astfel, observatorul din S' constată că fenomenul începe în momentul t'_1 și se termină în momentul t'_2, în același punct, ceea ce înseamnă că durata lui este $\Delta t' = t'_2 - t'_1$. Observatorul din S constată că același fenomen începe în momentul t_1 într-un punct și se termină în momentul t_2 în alt punct. Din punctul lui de vedere, durata fenomenului este egală cu $\Delta t = t_2 - t_1$.

Dar, în conformitate cu relațiile (79) $t'_1 = t_1$ și $t'_2 = t_2$, rezultă că

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 = \Delta t. \tag{81}$$

Durata unui fenomen determinată de un observator în repaus față de punctul în care se desfășoară este aceeași cu cea măsurată de un observator care se află în mișcare. Această concluzie, de asemenea în perfectă concordanță cu experiența noastră zilnică, arată că *timpul* ca și spațiul *în cadrul relativității clasice este absolut*, adică nu depinde de sistemul de referință inerțial utilizat. Timpul se scurge întotdeauna în mod uniform, cu aceeași viteză, care nu poate fi influențată de nici un proces fizic. Scurgerea timpului nu poate fi deci nici accelerată și nici încetinită. Această concluzie a fost formulată cu deosebită claritate de către Newton.

Care este relația dintre vitezele unui aceluiași obiect, măsurate de cei doi observatori? Pentru a răspunde la această întrebare considerăm, din motive de simplitate, că obiectul are o mișcare rectilinie și uniformă de-a lungul axei Ox, respectiv $O'x'$.

Dacă observatorul din S' constată că obiectul se află în punctul x'_1, la momentul t'_1 și apoi în punctul x'_2, în momentul t'_2, atunci el va deduce că obiectul are viteza u' dată de relația

$$u' = \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}. \tag{82}$$

Să presupunem că observatorul din S efectuează observații similare în aceleași puncte. Procedînd analog, acest observator deduce că obiectul are viteza u

$$u = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}, \tag{83}$$

în care x_1 și x_2 sînt coordonatele acelorași puncte de observație, însă față de sistemul S, iar t_1 și t_2, momentele corespunzătoare.

Înlocuind în relația (82) ecuațiile de transformare (79) obținem:

$$u' = \frac{(x_2 - vt_2) - (x_1 - vt_1)}{t_2 - t_1} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} - v = u - v, \quad (84)$$

ceea ce înseamnă că viteza u a obiectului față de sistemul S este egală cu suma dintre viteza v a sistemului de coordonate S' față de S și viteza u' a obiectului față de sistemul S'. Această concluzie pare firească, judecată evident din punctul de vedere al experienței noastre zilnice. Într-adevăr, dacă un tren se deplasează rectiliniu și uniform, de exemplu, cu viteza de 40 km/h, iar într-un vagon un călător se mișcă în același sens cu viteza constantă, de exemplu de 5 km/h, atunci față de un punct de observație de pe suprafața Pămîntului, călătorul are viteza de 45 km/h.

Să considerăm că în sistemul de referință S' se află în repaus o sursă de lumină. Față de acest sistem, viteza luminii este egală cu c. Dacă sistemul S' se deplasează cu viteza v, atunci în conformitate cu relația (84) viteza luminii în sistemul S este egală cu $c + v$. Această concluzie este însă infirmată de către determinările experimentale. Astfel, în anul 1887, *Albert Abraham Michelson* (1852-1931) și *William Edward Morley* (1838—1923), cu ajutorul unei experiențe devenită celebră, au arătat că viteza luminii față de sistemul de referință S nu este egală cu $c + v$, ci cu c, adică este egală cu viteza față de sistemul S', deși față de S' sursa de lumină are o poziție fixă, iar față de S se află în mișcare cu viteza v.

După efectuarea acestei experiențe fizicienii erau puși în fața următoarei dileme:

a) în conformitate cu relațiile de transformare newtoniene, observatorii care se deplasează unii față de ceilalți determină viteze diferite ale unei aceleiași mișcări;

b) experiența lui Michelson-Morley arată că viteza luminii determinată de observatori care se deplasează unii față de ceilalți are aceeași valoare.

În urma unei analize profunde a noțiunilor de spațiu și timp, care pînă atunci erau considerate ca fiind absolute,

Einstein reușește să „reconcilieze" ceea ce părea „ireconciliabil", adică cele două concluzii contradictorii de mai sus. Einstein formulează ideea că durata unui interval de timp și lungimea unui segment de dreaptă depind de sistemul inerțial utilizat pentru efectuarea determinărilor. Timpul și spațiul își pierd astfel caracterul de a fi niște mărimi absolute, devenind mărimi relative.

Einstein construiește teoria relativității restrînse pe următoarele două postulate:

Primul postulat — *Legile fizicii au exact aceeași formă pentru toate sistemele de referință inerțiale, adică pentru toate sistemele de referință care se află în mișcare rectilinie și uniformă unele față de celelalte.*

Al doilea postulat — *Viteza luminii în vid, măsurată față de un sistem inerțial de referință este o constantă, adică este independentă atît de viteza sursei, cît și de viteza sistemului de referință.*

Pe baza postulatelor, Einstein demonstrează că transformările newtoniene trebuie înlocuite prin noile transformări:

$$x' = \frac{x - v \cdot t}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$y' = y$$

$$z' = z \qquad (85)$$

$$t' = \frac{t - v \cdot x/c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

în care

$$\beta = \frac{v}{c}; \qquad (86)$$

Relațiile (85) fuseseră obținute de către Lorentz, înainte ca Einstein să fi formulat teoria relativității. Din această cauză ele se numesc *transformările Lorentz*. Acestor relații, Einstein le-a dat însă un conținut fizic total diferit.

Se observă ușor că în cazul în care viteza v a sistemului S' față de sistemul S este mică în comparație cu viteza luminii, relațiile de transformare lorentziene se transformă în cele newtoniene. Într-adevăr, dacă $v \ll c$, $\beta = v/c \ll 1$, atunci $\sqrt{1-\beta^2} \simeq 1$. Mecanica relativistă se transformă deci în mecanică clasică, în cazul vitezelor mici, în conformitate cu principiul de corespondență.

Procedînd analog, putem determina regula de compunere a vitezelor. Astfel

$$u' = \frac{x_2' - x_1'}{t_2' - t_1'} = \left(\frac{x_2 - vt_2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x_1 - vt_1}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) : \left(\frac{t_2 - vx_2/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \right.$$

$$\left. - \frac{t_1 - vx_1/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\right) = \frac{(x_2 - x_1) - v(t_2 - t_1)}{(t_2 - t_1) - v(x_2 - x_1)/c^2} =$$

$$= \left(\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} - v\right) \Big/ \left(1 - v \cdot \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1}{c^2}\right) = \frac{u - v}{1 - uv/c^2}. \qquad (87)$$

Dacă $u = c$ atunci

$$u' = \frac{c - v}{1 - cv/c^2} = c. \qquad (88)$$

Se verifică astfel că viteza luminii are aceeași valoare, egală cu c, în ambele sisteme, în conformitate cu cel de-al doilea postulat.

Presupunem că într-un punct M' din sistemul S' se măsoară un interval $\Delta t'$, definit prin momentele t_1' și t_2', care reprezintă începutul și sfîrșitul unui eveniment oarecare, adică

$$\Delta t' = t_2' - t_1'. \qquad (89)$$

Durata aceluiași fenomen este măsurată în sistemul S, în care caz se obține valoarea

$$\Delta t = t_2 - t_1. \qquad (90)$$

Punctul M' în care are loc fenomenul considerat are aceleași coordonate spațiale în sistemul $O'x'y'z'$. Față de siste-

mul S, același punct are la t_1 abscisa x_1, iar la t_2 abscisa x_2. Utilizînd formulele de transformare lorentziene obținem:

$$t'_1 = \frac{t_1 - vx_1/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{91}$$

$$t'_2 = \frac{t_2 - vx_2/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Din aceste relații se deduce că

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(t_2 - t_1) - v(x_2 - x_1)/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} =$$

$$= \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 - \frac{v}{c^2}\cdot\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}\right) = \frac{t_2 - t_1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) =$$

$$= (t_2 - t_1)\cdot\sqrt{1-\beta^2} \tag{92}$$

ceea ce înseamnă că

$$\Delta t' = \Delta t \cdot \sqrt{1-\beta^2}. \tag{93}$$

Radicalul are întotdeauna o valoare mai mică decît unitatea, deoarece $\beta = v/c < 1$, avînd în vedere că $v < c$. Rezultă că $\Delta t' < \Delta t$. Același interval de timp, măsurat cu două ceasornice identice în două sisteme inerțiale are valori diferite. Timpul nu mai este o mărime absolută, a cărui scurgere nu depinde de sistemul inerțial utilizat. După cum rezultă din relația (93) *orice fenomen se desfășoară mai lent, adică necesită un interval de timp mai lung pentru un observator în mișcare față de punctul unde se desfășoară fenomenul, decît pentru un observator care are o poziție fixă față de acel punct.* Acest fenomen a căpătat denumirea de *dilatarea timpului.*

Dilatarea timpului este reciprocă, adică este valabilă nu numai relația (93) dar și

$$\Delta t = \Delta t' \cdot \sqrt{1-\beta^2}. \tag{94}$$

Într-adevăr, pentru un observator din sistemul S, observatorul din S' se află în stare de mișcare, ceea ce înseamnă că timpul din S' se scurge mai lent decît cel din S. În același timp, față de observatorul din S', observatorul din S se află în mișcare, ceea ce înseamnă că timpul din S se scurge mai lent decît cel din S'. Se poate deci imagina următoarea discuție între cei doi observatori: observatorul din S spune — ceasornicul meu merge corect, în timp ce al dumneavoastră rămîne în urmă — la care observatorul din S' replică: nu aveți dreptate, ceasornicul meu merge corect însă al dumneavoastră rămîne în urmă.

Matematic, relația $\Delta t = \Delta t' \cdot \sqrt{1-\beta^2}$ se demonstrează analog, inversînd însă situația. Fenomenul considerat se petrece în punctul M din sistemul S, deci $\Delta t = t_2 - t_1$, iar $x_2 = x_1$. Același fenomen apare pentru observatorul din S' în momentele t'_1 și t'_2 și în puncte diferite, x'_1 respectiv x'_2. Față de sistemul S' sistemul S are aceeași viteză însă cu semn schimbat, din care cauză:

$$t_1 = \frac{t'_1 + vx'_1/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}},$$
$$t_2 = \frac{t'_2 + vx'_2/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{95}$$

Din aceste relații se obține

$$t_2 - t_1 = \frac{(t'_2 - t'_1) + v(x'_2 - x'_1)/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} =$$
$$= \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 + \frac{v}{c^2}\cdot\frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}\right) = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) =$$
$$= (t'_2 - t'_1)\cdot\sqrt{1-\beta^2}, \tag{96}$$

întrucît, în acest caz

$$v = -\frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1}. \tag{97}$$

Relația (93) a fost dedusă în cazul în care punctul unde se petrece fenomenul este în repaus față de sistemul S'. Din contră, relația (94) a fost obținută în cazul reciproc în care punctul unde are loc fenomenul este în repaus față de sistemul S.

Relațiile (93) și (94) pot fi puse sub forma generală

$$\left|\begin{array}{l}\textit{Intervalul de timp}\\ \textit{măsurat de un ob-}\\ \textit{servator în mișcare}\\ \textit{față de punctul}\\ \textit{unde are loc feno-}\\ \textit{menul}\end{array}\right| = \left|\begin{array}{l}\textit{Intervalul de timp}\\ \textit{măsurat de un ob-}\\ \textit{servator în repaus}\\ \textit{față de punctul}\\ \textit{unde are loc feno-}\\ \textit{menul}\end{array}\right| \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (98)$$

Dilatarea timpului este însoțită de un efect dual — *contracția lungimilor*. Să presupunem că în sistemul S' se află în repaus o bară, care este dispusă chiar de-a lungul axei $O'x'$. Lungimea barei $\Delta l'$ este egală cu diferența absciselor x_1' și x_2' ale extremităților sale, adică

$$\Delta l' = x_2' - x_1'. \quad (99)$$

Lungimea aceleiași bare este măsurată și în sistemul S. În acest scop, observatorul din S măsoară abscisele x_1 și x_2 ale extremităților barei, simultan, adică în același moment $t_1 = t_2$. Lungimea barei Δl determinată în sistemul S are valoarea

$$\Delta l = x_2 - x_1. \quad (100)$$

Dar, în conformitate cu relațiile lui Lorentz:

$$x_1' = \frac{x_1 - vt_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (101)$$

$$x_2' = \frac{x_2 - vt_2}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Înlocuind relațiile (101) în (99) și avînd în vedere că $t_1 = t_2$, se obține

$$\Delta l' = x_2' - x_1' = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta l}{\sqrt{1 - \beta^2}} \qquad (102)$$

sau

$$\Delta l = \Delta l' \cdot \sqrt{1 - \beta^2}. \qquad (103)$$

Radicalul este întotdeauna mai mic decît unitatea, ceea ce înseamnă că $\Delta l < \Delta l'$. În teoria relativității și spațiul își pierde calitatea de a fi absolut.

Lungimea dintre două puncte este o mărime relativă care depinde de sistemul inerțial utilizat pentru efectuarea măsurătorilor. Din relația (103) se deduce că *lungimea unei bare apare mai mică unui observator care se deplasează rectiliniu și uniform față de ea, în comparație cu lungimea aceleiași bare măsurată de un observator în repaus față de ea*. Acest efect a căpătat denumirea de *contracția spațiului* sau *contracția lungimilor*.

Se poate demonstra ușor că și contracția spațiului este reciprocă, adică este valabilă nu numai relația (103) dar și

$$\Delta l' = \Delta l \cdot \sqrt{1 - \beta^2}, \qquad (104)$$

în cazul în care bara este un repaus față de sistemul S.

Relațiile (103) și (104) pot fi puse sub forma generală

$$\left|\begin{array}{l}\textit{lungimea măsurată}\\ \textit{de un observator în}\\ \textit{mișcare față de bară}\end{array}\right| = \left|\begin{array}{l}\textit{lungimea măsurată}\\ \textit{de un observator în}\\ \textit{repaus față de bară}\end{array}\right| \cdot \sqrt{1-\beta^2}. \qquad (105)$$

În conformitate cu primul postulat al teoriei relativității, legile fizicii au aceeași formă în toate sistemele de referință inerțiale. Această condiție aplicată legii conservării impulsului și legii conservării energiei poate fi satisfăcută în toate situațiile dacă se consideră că masa variază cu viteza după relația

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \qquad (106)$$

în care m este masa la viteza v, iar m_0 — masa de repaus, adică masa determinată într-un sistem față de care corpul se află în repaus.

Relația (106) arată că masa unui corp crește odată cu mărimea vitezei v cu care se deplasează. La viteze mici în raport cu cea a luminii, creșterea masei este neglijabilă. Din această cauză, se poate considera că în aceste cazuri masa este constantă. La viteze comparabile cu cea a luminii, creșterea de masă devine importantă. Astfel, pentru $v = 260\,000$ km/s masa devine de două ori mai mare. În cazul în care viteza corpului este egală cu cea a luminii, masa sa devine infinită. Pentru a imprima unui corp o viteză egală cu cea a luminii, trebuie să învingem o inerție infinită, ceea ce nu este posibil. Rezultă că *nici un corp nu se poate deplasa cu viteza luminii. Viteza luminii este* deci *viteza maximă limită pe care o pot avea corpurile.*

Reamintim că experiențele de determinare a variației masei electronului cu viteza, dintre care unele au fost descrise chiar în această lucrare în capitolul intitulat „Proprietățile corpusculare ale electronului", au confirmat relația (106). Cu ajutorul electronului s-au obținut primele dovezi experimentale în favoarea teoriei relativității.

În mecanica clasică nerelativistă, impulsul este definit prin relația $p = mv$. Întrucît m este dat de relația (106) rezultă că în cadrul mecanicii relativiste, impulsul are expresia:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \qquad (107)$$

Energia pe care o are un corp care se deplasează cu viteza v este egală cu lucrul mecanic cheltuit pentru a scoate corpul din starea de repaus și a-i imprima viteza v. În mecanica nerelativistă, acest proces reprezintă o simplă creștere a vitezei. În mecanica relativistă, procesul este mai complicat, alături de creșterea vitezei avînd loc și mărirea masei. Din această cauză, dacă dorim să calculăm energia totală a corpului trebuie să considerăm atît lucrul mecanic efectuat pentru creșterea masei cît și cel necesar pentru mărirea vitezei.

Scanned with OKEN Scanner

Calculele arată că energia totală a corpului este dată de relația

$$E = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (108)$$

care reprezintă celebra formulă a lui Einstein. *Energia totală a unui corp este egală cu produsul dintre masa sa și pătratul vitezei luminii.*

În situația în care corpul se află în repaus ($v = 0$), din relația (108) se obține energia de repaus E_0,

$$E_0 = m_0 \cdot c^2. \qquad (109)$$

Diferența dintre energia totală și energia de repaus reprezintă energia cinetică relativistă,

$$E_c = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0c^2 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right). \qquad (110)$$

Se poate demonstra foarte ușor că pentru viteze mici în comparație cu cea a luminii, expresia nerelativistă a energiei cinetice se transformă în cunoscuta relație $E_c = 1/2\ mv^2$, din mecanica clasică.

Dacă se elimină viteza v din relațiile (107) și (108) se obține o altă expresie a energiei totale,

$$E = \pm\sqrt{m_0c^4 + p^2c^2}, \qquad (111)$$

expresie care a fost utilizată în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* la p. 243 pentru a demonstra existența pozitronului.

Faimoasa formulă a lui Einstein, $E = mc^2$, necesită cîteva precizări. Uneori se afirmă că această relație arată că materia se transformă în energie. O asemenea interpretare este greșită, întrucît energia este o proprietate a materiei. Este deci absurd să se afirme că materia se transformă într-o proprietate a ei. Formula lui Einstein descrie un proces de transformare a materiei dintr-o stare într-alta. Într-adevăr, în conformitate cu concepțiile noastre actuale se cunosc două forme generale ale materiei: starea ponderală, caracteris-

tică substanțelor, și starea radiantă, specifică cîmpurilor. Formula lui Einstein se referă la transformarea materiei din starea ponderală în starea radiantă, sau invers. Verificarea experimentală a acestei formule, atît de importantă pentru fizica modernă, a fost expusă în lucarea *Lumina — undă sau corpuscul?* la p. 187.

VITEZA DE FAZĂ ȘI VITEZA DE GRUP

Pentru înțelegerea ideilor lui Louis de Broglie este necesar să prezentăm și noțiunile de viteză de fază, respectiv de grup ale unei unde. Cînd vorbim despre unde ne gîndim, în primul rînd, la undele care iau naștere pe suprafața apei unui lac atunci cînd în el aruncăm o piatră sau la undele transversale care se propagă de-a lungul unei corzi vibrante. Indiferent de natura lor, undele se caracterizează prin anumite proprietăți comune, iar propagarea se face după aceleași legi. Din această cauză, în considerațiile care vor urma nu vom preciza natura undelor cu care vom opera.

Cea mai simplă undă este *unda armonică plană*.

O *undă armonică* ia naștere sub acțiunea unei surse care creează o perturbație ce variază după legea

$$\psi(t) = A \cos \omega t = A \cos 2\pi\nu t, \qquad (112)$$

în care A este amplitudinea, ω — pulsația, iar ν frecvența. Ecuația (112) descrie cea mai simplă formă de oscilație care se numește oscilație armonică sau sinusoidală. Evident, sursa de oscilații trebuie să se afle într-un mediu care are proprietatea de a transmite din aproape în aproape perturbațiile, astfel încît prin mediu să se poată propaga undele respective.

Particularitățile unei unde apar mai clar dacă punem în evidență suprafața formată din punctele în care perturbațiile au valori egale. Această suprafață se numește *frontul*

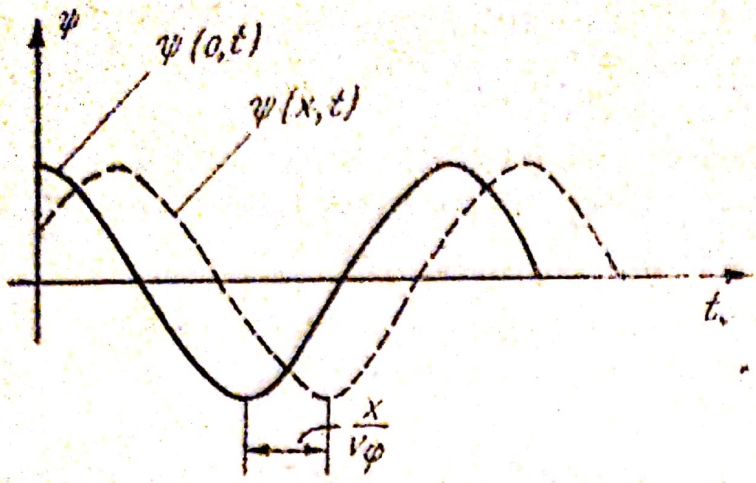


Fig. 75. Deducerea ecuației unei unde armonice plane

undei. Frontul de undă poate avea diferite forme. Cea mai simplă formă corespunde cazului în care frontul undei reprezintă un plan. Asemenea unde se numesc *unde plane*. *Undele plane se propagă numai de-a lungul unei singure direcții — direcția perpendiculară pe frontul de undă.*

Pentru a determina ecuația unei unde armonice plane, considerăm că undele se propagă de-a lungul axei Ox și că în originea O se află o sursă de oscilații armonice care creează perturbații ce variază în timp după legea (112). Notăm cu v_φ viteza de propagare a undei. Motivele care ne-au determinat să adăugăm indicele φ simbolului v al vitezei vor apărea din raționamentele care urmează. Într-un punct situat la distanța x de sursa din O, perturbația ψ (x, t) reproduce pe cea din O cu o întîrziere egală cu x/v_φ necesară undei pentru propagare (vezi fig. 75). În consecință, perturbația din punctul considerat se obține dacă mărimea t din expresia perturbației produsă de sursă este înlocuită prin $t - x/v_\varphi$. Se obține astfel relația:

$$\psi(x,t) = A \cos 2\pi\nu(t - x/v_\varphi) \qquad (113)$$

care reprezintă ecuația căutată a undei.

Ecuația (113) se poate pune sub o formă mai simplă dacă se utilizează mărimea denumită *număr de undă*, k, care reprezintă inversul lungimii de undă, adică

$$k = \frac{1}{\lambda}. \qquad (114)$$

Lungimea de undă, reprezentînd distanța parcursă de undă în intervalul de timp egal cu perioada $T = 1/\nu$ este dată de relația

$$\lambda = v_\varphi \cdot T = v_\varphi/\nu. \tag{115}$$

Din relațiile (114) și (115) rezultă

$$k = \frac{\nu}{v_\varphi}. \tag{116}$$

În sfîrșit, înlocuind relația (116) în (113) se obține ecuația undei sub forma

$$\psi(x,t) = A \cos 2\pi(\nu t - kx). \tag{117}$$

Să considerăm un observator care se deplasează de-a lungul axei Ox, simultan cu unda. Cu ce viteză trebuie să se deplaseze observatorul pentru a putea sesiza o fază constantă a undei? Această condiție este îndeplinită dacă observatorul se deplasează cu o asemenea viteză $v = \mathrm{d}x/\mathrm{d}t$, încît să fie îndeplinită condiția

$$2\pi\nu\left(t - \frac{x}{v_\varphi}\right) = ct. \tag{118}$$

Prin diferențierea relației (118) se obține

$$\mathrm{d}t - \frac{\mathrm{d}x}{v_\varphi} = 0 \tag{119}$$

sau

$$v = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = v_\varphi. \tag{120}$$

Rezultă că un observator care se deplasează cu o viteză egală cu v_φ sesizează în permanență aceeași fază a undei. Din această cauză, viteza v_φ se numește *viteza de fază*, iar simbolul ei conține indicele φ.

O undă transportă energie. Care este viteza de transport a energiei? Evident, viteza de transport a energiei este egală tot cu v_φ. Viteza de fază ar reprezenta deci și viteza de trans-

Scanned with OKEN Scanner

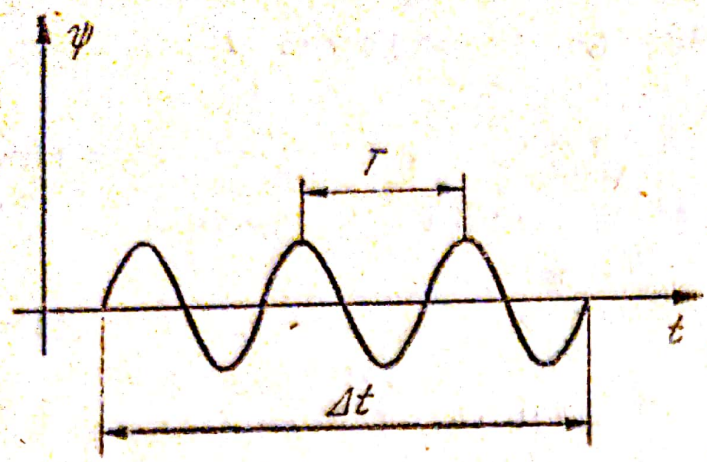


Fig. 76. Undă de durată finită

port a energiei, din care cauză s-ar părea că nu este necesar să facem o distincție între aceste două viteze.

În realitate, această egalitate este valabilă numai în cazul unei unde care este descrisă de ecuația (113). Ca și alte concepte fundamentale din fizică, și cel de undă plană armonică reprezintă o idealizare care nu se întîlnește în practică. Într-adevăr, în conformitate cu relația (113), o undă armonică plană s-ar extinde la infinit, atît spațial, cît și temporal. Unda s-ar autoreproduce, identic, spațial (la distanțe egale cu lungimea de undă) și temporal (la intervale de timp egale cu perioada), nelimitat. În realitate, o undă are o extindere spațială și temporală limitată. Limitarea spațială nu ne creează dificultăți în acest caz. În schimb, limitarea temporală ridică probleme noi.

Astfel, să considerăm o undă de durată finită, cum este cea reprezentată în fig. 76. În intervalul de timp Δt, unda este descrisă de ecuația (113), iar în celelalte momente, unda nu există. Deși, în intervalul de timp Δt unda se autoreproduce identic temporal, ea și-a pierdut calitatea de a fi o funcție periodică, întrucît nu mai păstrează aceeași proprietate și pentru celelalte momente. Funcția din fig. 76 este deci aperiodică.

Între anii 1807—1811, *Jean-Baptiste-Joseph Fourrier* (1768—1830), preocupat de teoria matematică a propagării căldurii, a elaborat o metodă foarte utilă de lucru cu

funcțiile periodice și neperiodice, metodă care și-a găsit aplicații în studiul fenomenelor ondulatorii.

Pentru a înțelege esența metodei lui Fourrier, care a căpătat denumirea de *analiză Fourrier*, să considerăm o funcție periodică, diferită de o sinusoidă, cum este, de exemplu, cea din fig. 77, care este formată dintr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare. Reamintim că o funcție periodică se autoreproduce la intervale de timp egale cu perioada. Valoarea unei funcții periodice la un moment t oarecare este egală cu valoarea funcției după un interval de timp egal cu perioada T, adică $f(t) = f(t + T)$.

Fourrier a demonstrat o teoremă ce-i poartă numele, care afirmă că dacă sînt satisfăcute anumite condiții, destul de generale, o funcție periodică poate fi „sintetizată" prin adunarea unor sinusoide de amplitudini, frecvențe și faze convenabil alese, indicînd în același timp și modalitățile de calcul ale acestor mărimi. Calculele matematice efectuate cu ajutorul acestei teoreme arată că funcția din fig. 77 *(a)* poate fi obținută prin adunarea unei sinusoide de aceeași frecvență cu cea a funcției considerate, cu sinusoide care au frecvența de 3, 5, 7 etc. ori mai mare. Cu cît numărul componentelor care se utilizează este mai mare, cu atît curba rezultată prin adunarea acestora se apropie mai mult de curba inițială. Astfel, în fig. 77 *(f)* s-a reprezentat curba obținută prin adunarea primelor trei componente. Dacă se mai adaugă o componentă, se obține curba 77 *(g)* care se apropie într-o măsură mai mare de cea inițială.

Prin analogie cu fenomenele din acustică, sinusoida cu frecvența cea mai „joasă" a căpătat denumirea de *fundamentală*, iar sinusoidele cu frecvențele duble, triple etc. *armonica întîia*, *armonica a doua* etc.

Contribuția fiecărei componente la formarea funcției periodice considerate poate fi urmărită mult mai ușor dacă se construiește un grafic denumit *spectru*, a cărui axă orizontală se gradează în unități de frecvență, iar cea verticală în unități de amplitudine, în care fiecare sinusoidă compo-

Scanned with OKEN Scanner

nentă se reprezintă printr-o linie verticală în dreptul frecvenței respective, linie care are o înălțime corespunzătoare amplitudinii. Astfel, în fig. 78 a fost reprezentat spectrul funcției din fig. 77. După cum se observă, spectrul este for-

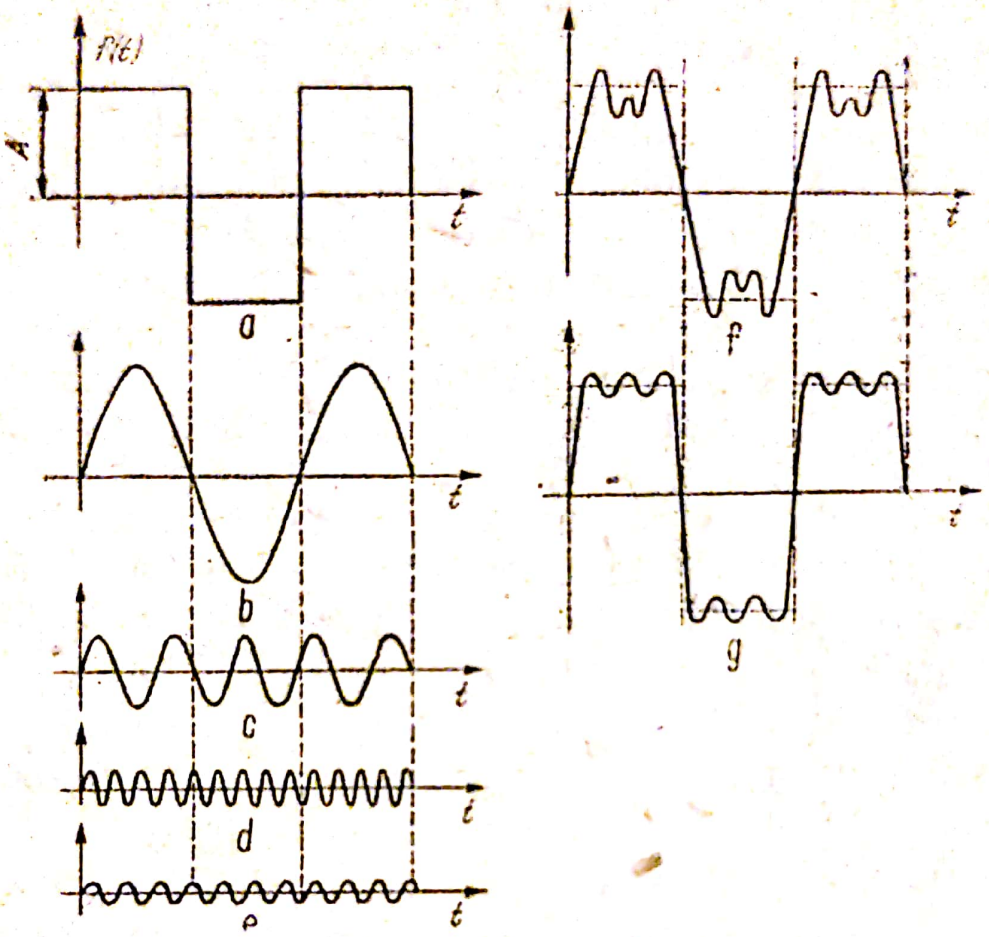
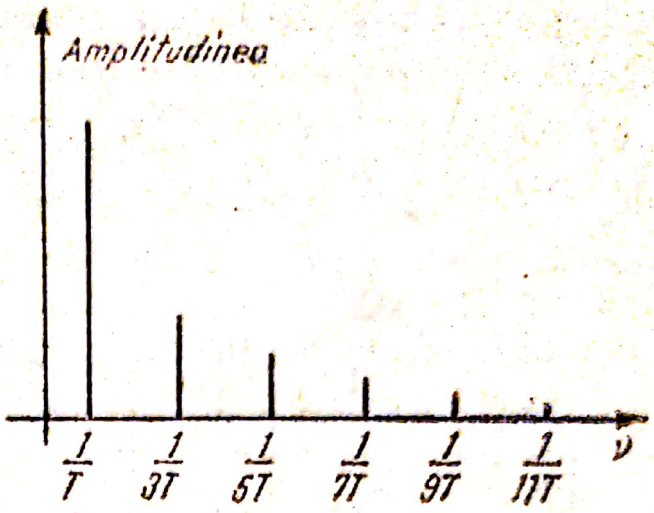


Fig. 77. Analiza Fourrier a unei succesiuni de impulsuri: *(a)* seria de impulsuri, *(b)* fundamentala, *(c)* armonica a treia, *(d)* armonica a cincea, *(e)* armonica a șaptea, *(f)* funcția care se obține prin adunarea fundamentalei, armonicii a treia și armonicii a cincea, *(g)* funcția care se obține prin adunarea fundamentalei, armonicii a treia, armonicii a cincea și armonicii a șaptea.

mat dintr-un șir de linii verticale. Din această cauză, un asemenea tip de spectru a căpătat denumirea de *spectru discret* sau *de linii*.

Fig. 78. Spectrul funcției din fig. 77



Operațiile pe care le-am efectuat pot fi exprimate matematic, în cazul general, prin relația

$$f(t) = C_0 + C_1 \sin(\omega t + \gamma_1) + C_2 \sin(2\omega t + \gamma_2) + \\ + C_3 \sin(3\omega t + \gamma_3), \qquad (121)$$

în care $f(t)$ reprezintă funcția periodică pe care dorim să o descompunem, C_0 — *componenta continuă*, $C_1 \sin(\omega t + \gamma_1)$ — *fundamentală*, $C_2 \sin(2\omega t + \gamma_2)$ — *armonica a doua* etc.

Se observă că în suma din partea dreaptă apar multiplii întregi ai frecvenței funcției periodice descompuse. Într-adevăr, componenta C_0 are frecvență egală cu zero și formal poate fi considerată ca fiind egală cu produsul dintre zero și frecvența ν, componenta $C_1 \sin(\omega t + \gamma_1) = C_1 \sin(2\pi \cdot \nu t + \gamma_1)$ are aceeași frecvență cu cea a lui $f(t)$, $C_2 \sin(2\omega t + \gamma_2) = C_2 \sin(2\pi \cdot 2\nu t + \gamma_2)$, o frecvență dublă, $C_3 \sin(3\omega t + \gamma_3) = C_3 \sin(2\pi \cdot 3\nu t + \gamma_3)$, o frecvență triplă etc. Frecvențele componentelor formează seria aritmetică $0 \cdot \nu, 1 \cdot \nu, 2 \cdot \nu, 3 \cdot \nu \ldots$. Din această cauză, suma din partea dreaptă a relației se numește *serie Fourrier*. În concluzie, *o funcție periodică se descompune într-o serie Fourrier și este caracterizată printr-un spectru discret.*

Unele funcții, cum este cea din fig. 76, nu au proprietatea de a fi periodice. Se poate face și în acest caz o descompunere? Da, însă în acest caz seria se transformă într-o integrală. Afirmația poate fi argumentată în mod intuitiv, dacă

considerăm inițial o funcție periodică pe care o descompunem într-o serie Fourrier și urmărim cum se modifică spectrul ei pe măsură ce perioada T se mărește continuu, nemărginit. În acest caz funcția își pierde calitatea de a fi periodică, devenind neperiodică. Astfel, în fig. 79 s-a considerat o suc-

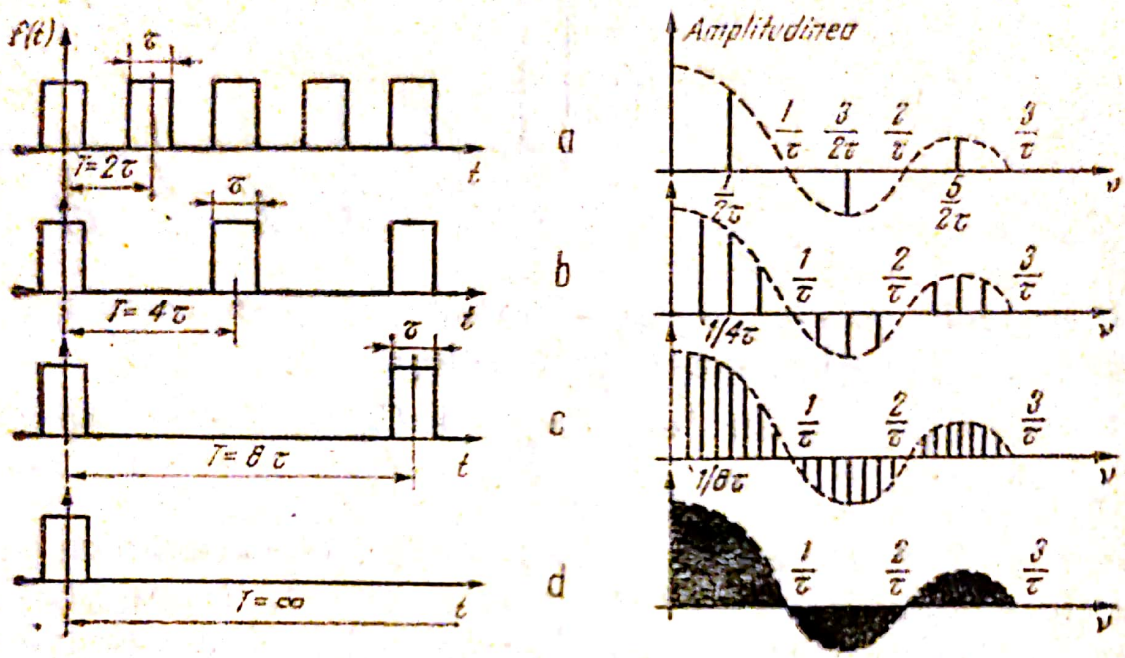


Fig. 79. Modificarea spectrului funcției periodice formată dintr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare de durată τ determinată de mărirea perioadei T: (a) $T = 2\tau$; (b) $T = 4\tau$; (c) $T = 8\tau$; (d) $T = \infty$

cesiune de impulsuri dreptunghiulare de durată τ care se repeta în mod periodic, la intervale de timp egale cu T. Spectrul este format dintr-o succesiune de linii care sînt situate în dreptul șirului de frecvențe $1/T$, $3/T$, $5/T$ etc. Distanța, pe scara frecvențelor, dintre două linii vecine este egală cu $2/T$.

După cum se observă în fig. 79, unele componente au amplitudinea pozitivă, iar altele au amplitudinea negativă. Din punct de vedere fizic, amplitudinea unei oscilații armonice este o mărime esențialmente pozitivă. Avînd în vedere însă că $-A \sin(\omega t + \gamma) = A \sin(\omega t + \gamma - \pi)$ se poate considera că o oscilație cu amplitudinea negativă variază în antifază față de oscilația corespunzătoare cu amplitudinea

pozitivă. În consecință, componentele care au amplitudinea negativă sînt decalate la $t = 0$, cu 180° față de cele care au amplitudinea pozitivă.

Vîrfurile liniilor care formează spectrul sînt situate pe o curbă care trece de la valori pozitive la valori negative și invers, în dreptul șirului de frecvențe $1/\tau$, $2/\tau$, $3/\tau$...., șir, care, depinzînd numai de durata τ a impulsurilor, este independent de perioada T.

Aceste observații ne permit să urmărim modul cum se transformă spectrul atunci cînd menținem durata τ a impulsurilor constantă și mărim perioada T. Astfel, fig. 79 *(a)* reprezintă funcția și spectrul corespunzător în cazul în care $T = 2\tau$. Liniile care formează spectrul sînt distanțate pe scara frecvențelor prin intervale egale cu $2/T = 2/2\tau = 1/\tau$. Dacă perioada ar fi de două ori mai mare, adică dacă $T = 4\tau$, intervalul dintre două linii spectrale vecine devine egal cu $2/T = 2/4\tau = 1/2\tau$, adică de două ori mai mic decît cel din cazul anterior. O nouă dublare a frecvenței ($T = 8\tau$) micșorează de două ori distanța dintre două linii spectrale vecine. La limită, în situația în care $T = \infty$, distanța dintre două linii spectrale vecine devine infinit mică, ceea ce înseamnă că spectrul care inițial era discret, s-a transformat într-un *spectru continuu*. Pe de altă parte, dacă $T = \infty$, funcția și-a pierdut caracterul de a fi periodică, întrucît ea nu se mai autoreproduce la intervale de timp egale cu perioada. Funcția inițială se obține prin adunarea componentelor în care a fost descompusă. Întrucît funcția, pentru $T = \infty$, are un număr infinit de componente cu frecvențe continuu variabile, de la zero la infinit, rezultă că seria în care se descompune o funcție periodică se transformă într-o integrală, dacă funcția devine neperiodică. Această integrală a căpătat denumirea de *integrală Fourrier*. *O funcție neperiodică se descompune deci într-o integrală Fourrier și se caracterizează printr-un spectru continuu.*

Alături de spectrele considerate, în care se reprezintă amplitudinile oscilațiilor componente, se întîlnește și un alt tip de spectru, în care se figurează intensitățile aceloraşi componente. După cum se știe, intensitatea unei oscilații

monocromatice este proporțională cu amplitudinea. În cele ce urmează vom considera numai ultimul tip de spectru, în care intervin intensitățile componentelor.

Este interesant de menționat că analiza Fourrier nu este numai o metodă matematică foarte utilă pentru studiul oscilațiilor. Astfel, studiile anatomice au arătat că în așa-numita ureche internă se află aproximativ 24 000 de fibre nervoase cu lungimi variabile între 0,04 și 0,5 mm. Aceste fibre se comportă ca niște rezonatori pe frecvențe determinate de lungimile lor, întocmai ca o coardă vibrantă. Sunetul care pătrunde în ureche excită într-o măsură mai mare sau mai mică acești rezonatori, în funcție de intensitatea componentei de frecvență corespunzătoare. Se realizează, astfel, analiza Fourrier a sunetului. Informațiile privitoare la oscilațiile acestor 24 000 de fibre nervoase sînt transmise prin nervii auditivi la creier, care le prelucrează.

După această paranteză să revenim la funcția reprezentată în fig. 76. Funcția este neperiodică, deci se caracterizează printr-un spectru continuu și se descompune într-o integrală Fourrier. Calculele matematice, pe care nu le vom reproduce, deoarece, din punct de vedere fizic, nu aduc nimic nou, arată că spectrul unei oscilații armonice, limitată în timp, are forma din fig. 80. S-a obținut, cum era de

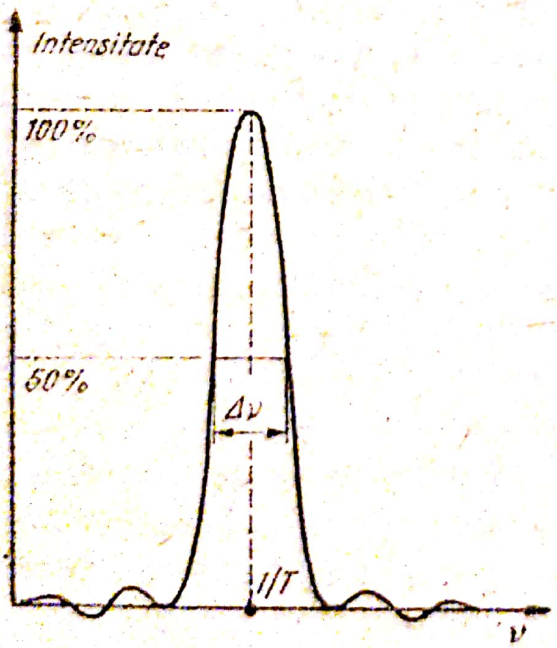


Fig. 80. Spectrul funcției din fig. 76

așteptat, un spectru continuu, caracterizat printr-un maxim foarte pronunțat în dreptul frecvenței ν a oscilației sinusoidale din intervalul de timp Δt în care ea există, precum și printr-un număr de maxime laterale, din ce în ce mai aplatisate, care pot fi neglijate. Pentru caracterizarea spectrului s-a introdus mărimea denumită *semilărgime*, notată cu $\Delta\nu$, care reprezintă intervalul de frecvență ce separă punctele corespunzătoare unei intensități egale cu 50% din cea maximă.

Aceleași calcule matematice arată că între durata Δt a oscilației sinusoidale și semilărgimea $\Delta\nu$ a spectrului său există relația

$$\Delta t \cdot \Delta\nu = 1. \qquad (122)$$

Trebuie remarcat că această relație are un caracter mai general în sensul că unei funcții neperiodice care este diferită de zero numai în intervalul de timp Δt, îi corespunde un spectru caracterizat prin semilărgimea $\Delta\nu = 1/\Delta t$.

Cu cît oscilația armonică durează mai mult, adică cu cît Δt este mai mare, cu atît semilărgimea $\Delta\nu$ se micșorează, ceea ce înseamnă că spectrul devine mai îngust. La limită, cînd $\Delta t = \infty$, adică atunci cînd oscilația este perfect armonică, $\Delta\nu = 0$, ceea ce înseamnă că spectrul este format dintr-o linie infinit subțire, în dreptul frecvenței oscilației.

În toate situațiile întîlnite în practică, oscilațiile, chiar dacă sînt sinusoidale, sînt limitate în timp. Prin această operație simplă, de limitare în timp, oscilația cu care operăm devine mai complexă: pe lîngă componenta cu aceeași frecvență care are intensitatea maximă, apar și componente cu frecvențe mai mici, respectiv mai mari, a căror intensitate este din ce în ce mai mică, pe măsură ce frecvența se îndepărtează mai mult de cea a frecvenței centrale.

Acest fenomen este cunoscut și în acustică. Să considerăm, de exemplu, o orgă. Dacă se excită un tub care dă un ton grav, un timp suficient de lung, se obține un sunet care creează o senzație plăcută urechii. Să întrerupem oscilațiile aceluiași tub după un timp relativ scurt. Sunetul emis își schimbă complet caracteristicile, creînd o senzație neplă-

cută urechii. Din această cauză, atît compozitorii, cît și interpreții nu utilizează procedeul de staccato pe tonurile joase ale orgii, care ar genera sunete „urîte".

Să considerăm oscilația care rezultă prin compunerea a două oscilații de frecvențe ν_1 și ν_2 diferite, însă apropiate ca valoare. Cele două oscilații componente sînt descrise de ecuațiile:

$$\varphi_1(t) = A \cos \omega_1 t = A \cos 2 \pi \nu_1 t,$$
$$\varphi_2(t) = A \cos \omega_2 t = A \cos 2 \pi \nu_2 t. \qquad (123)$$

Prin adunarea acestor relații se obține

$$\varphi(t) = \varphi_1(t) + \varphi_2(t) = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cdot t. \qquad (124)$$

Întrucît pulsațiile ω_1 și ω_2 au valori foarte apropiate, pulsația semisumă $(\omega_1 + \omega_2)/2$ (notată cu ω_{med}) este aproximativ egală cu ω_1 sau ω_2, iar pulsația semidiferență $(\omega_1 - \omega_2)/2$ (notată cu ω_{mod}) este foarte mică, în comparație cu ω_1 și ω_2. Putem deci să considerăm că ecuația (124) descrie o oscilație de pulsație $\omega_{med} = (\omega_1 + \omega_2)/2$ care are amplitudinea modulată cu pulsația $\omega_{mod} = (\omega_1 - \omega_2)/2$, adică

$$\psi(t) = A_{mod}(t) \cdot \cos \omega_{med} \cdot t \qquad (125)$$

în care amplitudinea este

$$A_{mod}(t) = 2A \cos \omega_{mod} \cdot t. \qquad (126)$$

Operația de adunare a fost efectuată grafic în fig. 81. Intensitatea oscilației rezultante, care este proporțională cu pătratul amplitudinii, are frecvența dublă unui ciclu de modulație, adică este egală cu diferența frecvențelor oscilațiilor componente. Acest fenomen a căpătat denumirea de *bătăi*. El este cunoscut în acustică, unde este de obicei evitat, întrucît bătăile produc o senzație neplăcută urechii. Este interesant de remarcat că unii constructori de instrumente muzicale utilizează în mod intenționat acest fenomen

pentru a obține efecte speciale. Astfel, constructorii de orgi, dezacordînd în mod intenționat două țevi alăturate, au obținut un efect de tremolo prin fenomenul de bătăi ale oscilațiilor acestora.

Cum se propagă printr-un mediu asemenea oscilații mai complexe? Urmărirea fenomenelor în cazul general este mai

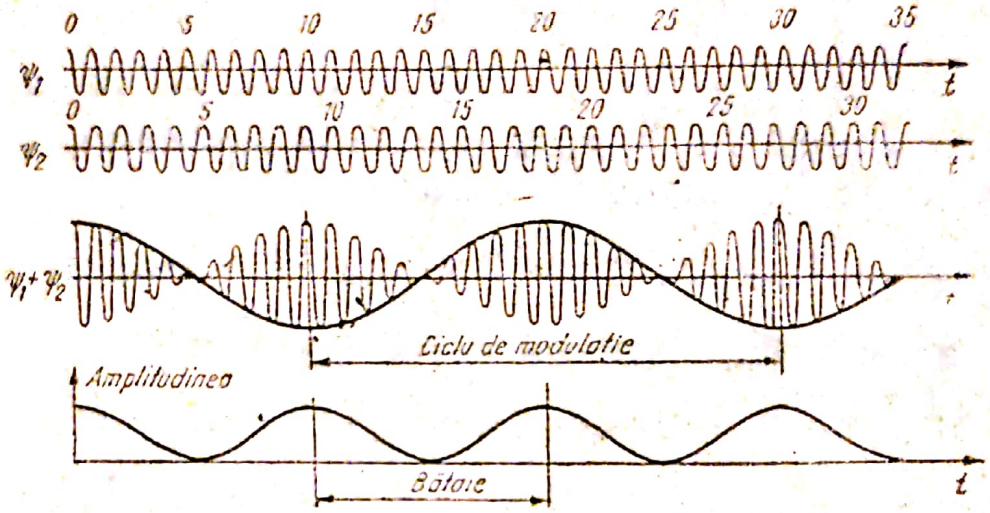


Fig. 81. Fenomenul de bătăi

dificilă. Esența fenomenelor apare însă clar dacă considerăm că într-un mediu se află o sursă de perturbații care oscilează simultan pe două frecvențe ν_1 și ν_2 diferite, însă foarte apropiate. Se creează astfel două unde care au frecvențele ν_1 și ν_2. Considerăm cazul în care cele două unde cu frecvențe diferite se propagă cu viteze de fază neegale, adică presupunem că mediul este dispersiv. Există și medii nedispersive, cum ar fi, de exemplu, vidul în care undele electromagnetice se propagă cu aceeași viteză și anume cu viteza luminii — c, indiferent de frecvența pe care o au, însă acestea constituie cazuri particulare.

Cele două unde sînt descrise de ecuațiile

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, t) &= A \cos 2\pi(\nu_1 t - k_1 x) \\ \varphi_2(x, t) &= A \cos 2\pi(\nu_2 t - k_2 x) \end{aligned} \tag{127}$$

în care

$$k_1 = \frac{1}{\lambda_1}, \quad k_2 = \frac{1}{\lambda_2}. \tag{128}$$

Unda rezultantă se obține prin adunarea relațiilor (127)

$$\varphi(x, t) = \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t) = 2A \cos 2\pi\left(\frac{\nu_1 - \nu_2}{2} \cdot t - \right.$$

$$\left. - \frac{k_1 - k_2}{2} \cdot x\right) \cdot \cos 2\pi\left(\frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \cdot t - \frac{k_1 + k_2}{2} \cdot x\right) \quad (129)$$

Această relație descrie o undă cu frecvența $(\nu_1 + \nu_2)/2$ și număr de undă $(k_1 + k_2)/2$, denumită *purtătoare*, a cărei amplitudine este modulată adică

$$\varphi(x,t) = A_{mod}(x, t) \cos 2\pi(\nu_{med} \cdot t - k_{med} \cdot t) \quad (130)$$

în care amplitudinea variază după legea

$$A_{mod}(x, t) = 2A \cos 2\pi(\nu_{mod} \cdot t - k_{mod} \cdot x) \quad (131)$$

și

$$\nu_{med} = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}; \quad \nu_{mod} = \frac{\nu_1 - \nu_2}{2} \quad (132)$$

$$k_{med} = \frac{k_1 + k_2}{2}; \quad k_{mod} = \frac{k_1 - k_2}{2}.$$

Operația de adunare a celor două unde în momentele $0, 1/2 \cdot T_{med}$, T_{med}, $3/2 \cdot T_{med}$, $2T_{med}$ în care T_{med} reprezintă perioada undei purtătoare $T_{med} = 1/\nu_{med} = 2/(\nu_1 - \nu_2)$ s-a efectuat în fig. 82. În acest scop, au fost considerate cele două unde la $t = 0$, au fost adunate perturbațiile produse de fiecare în parte, obținîndu-se, astfel, prima curbă. Pentru a nu se complica desenul, undele componente nu au mai fost reprezentate. În continuare, cele două unde au fost „deplasate" în sensul pozitiv al axei Ox cu distanțe diferite întrucît ele au viteze de fază neegale și se repetă apoi operațiile în mod identic. Se observă că de fiecare dată se obține o curbă asemănătoare cea din cazul fenomenului de bătăi, ceea ce era de așteptat, deoarece o undă prezintă o dublă periodicitate, atît spațială cît și temporală.

Unda rezultantă este desenată cu linie plină, iar anvelopa cu linie întreruptă. (Prin anvelopă se înțelege curba care reprezintă variația amplitudinii.)

Din examinarea fig. 82 care reprezintă de fapt o succesiune de secvențe realizate prin „fotografierea" undei la intervale de timp egale, se constată că purtătoarea se propagă

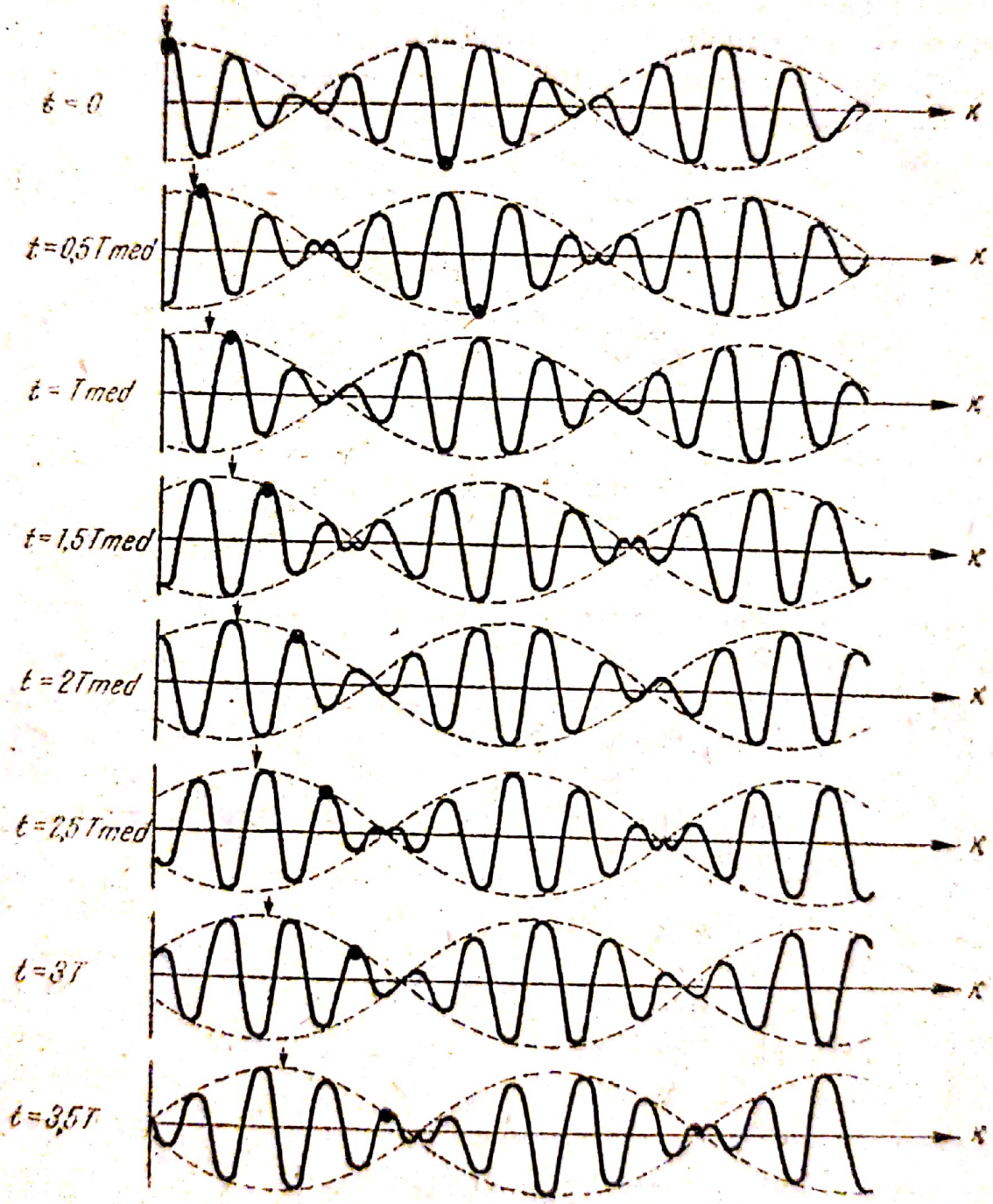


Fig. 82. Viteza de grup

mai rapid decît anvelopa. Pentru ca acest efect să apară mai clar, a fost marcat printr-un cerc negru punctul în care perturbația produsă de purtătoare are valoarea maximă, iar printr-o săgeată punctul în care anvelopa are valoarea maximă.

Cu ce viteză se propagă această undă? Întrebarea este incomplet formulată, deoarece putem să definim două viteze. Astfel, putem să definim viteza de fază a undei prin viteza pe care trebuie să o aibă un observator care se deplasează odată cu unda pentru a sesiza o aceeași valoare a fazei undei purtătoare. Punînd condiția ca faza purtătoarei să fie constantă adică

$$\nu_{med} \cdot t - k_{med} \cdot x = ct \tag{133}$$

se obține prin diferențiere că

$$\nu_{med} \cdot dt - k_{med} \cdot dx = 0 \tag{134}$$

de unde rezultă viteza de fază

$$v_\varphi = \frac{dx}{dt} = \frac{k_{med}}{\nu_{med}} = \frac{k_1 + k_2}{\nu_1 + \nu_2}. \tag{135}$$

Oare cu aceeași viteză se propagă și energia transportată de undă? Răspunsul este negativ, întrucît energia se propagă cu viteza cu care se deplasează anvelopa, care „conține" în interiorul său perturbațiile cu valori diferite de zero. Această viteză a căpătat denumirea de *viteză de grup*. Într-adevăr, ea reprezintă viteza cu care se deplasează un grup de perturbații.

Viteza de grup se obține considerînd un observator care se deplasează odată cu unda, cu o asemenea viteză v_g încît sesizează în permanență punctul de maxim al anvelopei. Aceasta este posibil dacă

$$\nu_{mod} \cdot t - k_{mod} \cdot x = ct, \tag{136}$$

de unde se obține prin diferențiere că

$$\nu_{mod} \cdot dt - k_{mod} \cdot dx = 0, \tag{137}$$

ceea ce înseamnă că viteza de grup are valoarea

$$v_g = \frac{dx}{dt} = \frac{\nu_{mod}}{k_{mod}} = \frac{\nu_1 - \nu_2}{k_1 - k_2}. \tag{138}$$

La același rezultat se poate ajunge și pe o altă cale. Cele două unde interferă între ele. Noțiunea de interferență a fost utilizată aici într-un sens ceva mai larg. Într-adevăr, prin interferență se înțelege fenomenul care apare atunci cînd într-o regiune a spațiului se propagă simultan două unde cu aceeași frecvență. Cele două unde considerate de noi au frecvențe diferite însă foarte apropiate. După cum se știe, prin interferență se poate obține o întărire, respectiv o slăbire reciprocă. O întărire reciprocă apare în cazul în care diferențele între fazele celor două unde este egală cu zero. Această condiție este îndeplinită dacă

$$(\nu_1 \cdot t - k_1 \cdot x) - (\nu_2 \cdot t - k_2 \cdot x) = (\nu_1 - \nu_2)\, t - \\ - (k_1 - k_2)\, x = 0.$$

Din această relație rezultă că punctul în care undele, prin interferență, se întăresc reciproc, se deplasează cu viteza

$$v_g = \frac{x}{t} = \frac{\nu_1 - \nu_2}{k_1 - k_2}, \tag{139}$$

egală cu cea dată de relația (138).

Dacă notam

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2, \\ \Delta k = k_1 - k_2, \tag{140}$$

obținem că viteza de grup este dată de relația

$$v_g = \frac{\Delta\nu}{\Delta k}. \tag{141}$$

La limită, cînd frecvențele ν_1 și ν_2 sînt infinit apropiate, variațiile finite $\Delta\nu$ și Δk se transformă în variațiile infinitezimale $d\nu$ și dk, adică

$$v_g = \frac{d\nu}{dk}, \tag{142}$$

ceea ce înseamnă că viteza de grup este egală cu derivata relației de dispersie

$$\nu = \nu\,(k) \tag{143}$$

a mediului care suportă propagarea undelor considerate.

Se poate obține o relație între viteza de grup v_g și viteza de fază v_φ dacă se pornește de la relația (116) din care se obține

$$\nu = v_\varphi \cdot k. \tag{144}$$

Viteza de grup este egală cu derivata acestei expresii în funcție de k, adică

$$v_g = \frac{d\nu}{dk} = v_\varphi + k\frac{dv_\varphi}{dk}. \tag{145}$$

Dar

$$\frac{dv_\varphi}{dk} = \frac{dv_\varphi}{d\lambda} : \frac{dk}{d\lambda} = \frac{dv_\varphi}{d\lambda} : \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{1}{\lambda}\right) = -\lambda^2\frac{dv_\varphi}{d\lambda} \tag{146}$$

ceea ce înseamnă că:

$$v_g = v_\varphi - \lambda\frac{dv_\varphi}{d\lambda}. \tag{147}$$

Dacă mediul nu este dispersiv, atunci viteza de fază nu depinde de lungimea de undă, adică $dv_\varphi / d\lambda = 0$, rezultînd, astfel, că viteza de grup este egală cu cea de fază ($v_g = v_\varphi$). În prezența dispersiei, viteza de grup este diferită de viteza de fază. Astfel, dacă derivata $dv_\varphi / d\lambda$ este pozitivă ($dv_\varphi / d\lambda > 0$) viteza de grup este mai mică decît cea de fază. Din contră, în cazul în care derivat $dv_\varphi / d\lambda$ este negativă ($dv_\varphi / d\lambda < 0$), viteza de grup este mai mare decît cea de fază.

Aceste raționamente ridică următoarea întrebare: *în cazul măsurătorilor practice* cum ar fi, de exemplu, cele de determinare a vitezei de propagare a luminii, prezentate în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?* p. 210 — *ce se*

măsoară: viteza de fază sau viteza de grup? Observăm că în toate metodele prezentate se măsoară viteza cu care se propagă un impuls luminos, impuls obținut cu ajutorul unuia din sateliții planetei Jupiter (metoda lui Römer — 1675), unei roți dințate (metoda lui Fizeau — 1849) sau unei oglinzi rotitoare (metoda lui Foucault — 1863). Fiecare impuls reprezentînd o oscilație armonică limitată în timp are spectrul din fig. 78 și ca atare noi măsurăm viteza cu care se propagă grupul de unde, deci viteza de grup.

De altfel, trebuie menționat că *viteza de grup*, reprezentînd viteza cu care se propagă energia, este supusă limitării impuse de teoria relativității, adică *trebuie să fie întotdeauna mai mică decît viteza luminii în vid*. Vitezei de fază nu i se poate cere o asemenea condiție, întrucît ea nu reprezintă viteza cu care se deplasează un corp sau cu care se propagă energia. Viteza de fază reprezintă o noțiune foarte utilă pentru raționamente și calcule care însă nu este accesibilă unei măsurători directe, cum este cazul vitezei de grup. Din această cauză, *viteza de fază poate să fie mai mare decît viteza luminii în vid*, fără ca prin aceasta să apară vreo contradicție cu teoria relativității.

ANALOGIA DINTRE OPTICA GEOMETRICĂ ȘI MECANICA CLASICĂ

Această analogie dintre două domenii ale fizicii care par că nu au nimic comun, a fost stabilită de Hamilton, între anii 1828—1837.

Ideile lui Hamilton își au originea în secolul al II-lea î.e.n., cînd *Heron din Alexandria* a arătat că legile reflexiei luminii pot fi obținute din condiția ca drumul parcurs să aibă valoarea minimă (vezi *Lumina — undă electromagnetică?* p.13).

În anul 1650, *Pierre de Fermat* (1609—1655) stabilește așa-numitul *principiu al timpului minim, conform căruia lumina în propagarea sa între două puncte își alege acel drum pentru care timpul necesar are valoarea minimă.* În cazul reflexiei, lumina are aceeași viteză deoarece ea se propagă în același mediu. În consecință, în cazul reflexiei, condiția drumului minim este echivalentă cu cea a timpului minim.

În cazul refracției, cele două condiții nu mai conduc la același rezultat. Astfel, dacă lumina și-ar alege drumul cel mai scurt între două puncte A și B situate în două medii diferite (deci cu viteze de fază și implicit indici de refracție inegali), atunci ea s-ar propaga de-a lungul liniei drepte care unește cele două puncte.

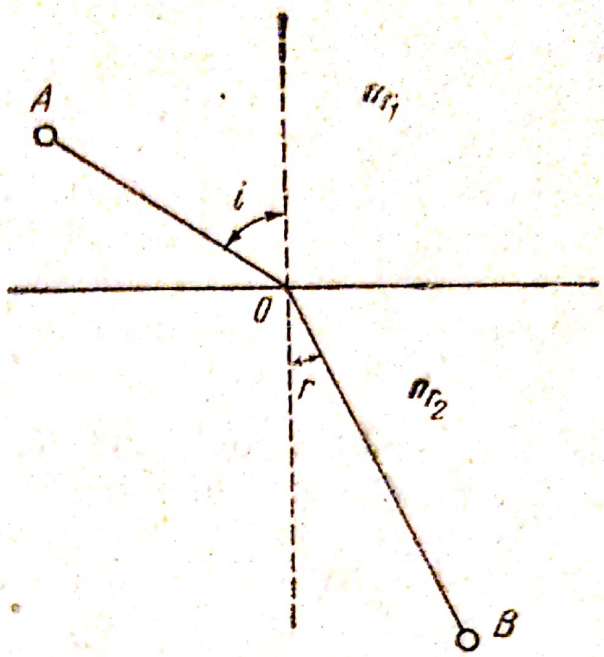
În realitate, lumina se propagă de-a lungul unei drepte frînte în dreptul suprafeței de separație dintre cele două medii, pentru a fi îndeplinită legea Snell, conform căreia raportul dintre sinusul unghiului de incidență și sinusul unghiului de refracție este egal cu raportul invers al indicilor de refracție ale celor două medii, adică: $\sin i : \sin r = n_{r2} : n_{r1}$ în care n_{r1} este indicele de refracție al mediului în care se propagă raza incidentă, iar n_{r2} cel al mediului în care se propagă raza reflectată (fig. 83). Reamintim că indicele de refracție este egal cu raportul dintre viteza luminii în vid și viteza de fază a luminii în mediul respectiv, adică $n_r = c / v_\varphi$.

Dacă se admite însă că lumina își alege acel drum pentru care timpul de parcurgere este minim, se obține tocmai legea Snell. Demonstrația acestei afirmații a fost dată în lucrarea: *Lumina — undă electromagnetică*? p. 39.

Timpul în care raza de lumină străbate distanța AO în primul mediu este egal cu raportul $AO/v_{\varphi 1}$. Dar $n_{r1} = c/v_{\varphi 1}$, deci $v_{\varphi 1} = c/n_{r1}$ de unde rezultă că timpul necesar parcurgerii distanței în primul mediu este egal cu $n_{r1} \cdot AO/c$. În mod asemănător, timpul necesar parcurgerii distanței OB în cel de-al doilea mediu este $n_{r1} \cdot OB/c$. Condiția timpului minim cere ca expresia $(n_{r1} \cdot AO + n_{r2} \cdot OB)/c$ să aibă valoarea minimă.

Scanned with OKEN Scanner

Fig. 83. Refracția luminii



Se poate stabili ușor formularea matematică a principiului timpului minim în cazul general în care lumina se propagă între două puncte A și B printr-un mediu cu indice de refracție, variabil de la punct la punct (vezi fig. 84). Considerăm mai multe curbe $\mathcal{C}$, $\mathcal{C}'$, $\mathcal{C}''$ care unesc cele două puncte A și B și ne fixăm atenția asupra uneia dintre ele, de exemplu asupra curbei $\mathcal{C}$. Împărțim curba $\mathcal{C}$ în porțiuni foarte mici care, din acest motiv, pot fi considerate ca fiind segmente de dreaptă. Notăm aceste segmente cu Δs_i, în care i reprezintă numărul de ordine al segmentului. Timpul Δt_i necesar parcurgerii distanței Δs_i este egal cu $\Delta t_i = n_{ri} \Delta s_i / c$ în care n_{ri} este indicele de refracție al mediului în punctul median al segmentului.

Timpul necesar parcurgerii curbei $\mathcal{C}$ între A și B se obține prin adunarea timpilor corespunzători tuturor segmentelor Δs_i, adică prin efectuarea sumei

$$t = \sum_{i=1}^{n} \Delta t_i = \frac{1}{c} \sum_{i=1}^{n} n_{ri} \cdot \Delta s_i, \qquad (148)$$

în care n este numărul de segmente.

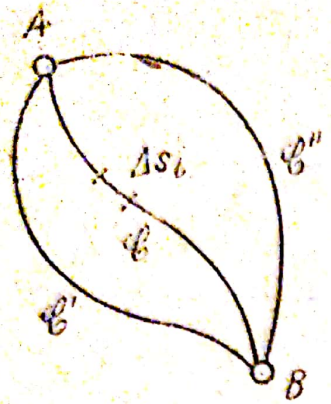


Fig. 84. Principiul timpului minim

Pentru a obține rezultate cît mai exacte este necesar să împărțim curba considerată într-un număr cît mai mare de porțiuni. La limită, cînd acest număr tinde către infinit, suma se transformă în integrală:

$$t = \frac{1}{c} \int_A^B n_r \cdot ds, \tag{149}$$

în care indicele de refracție n_r este în general o funcție de punct.

Principiul lui Fermat afirma că dintre toate curbele care unesc punctele A și B lumina își alege acea curbă pentru care integrala (149) are valoarea minimă.

În mecanica clasică, un principiu asemănător cu cel al lui Fermat, adică un principiu care să arate că în decursul mișcării unui punct material există o mărime care are o valoare minimă a fost formulat cu 19 ani mai tîrziu de către *Gottfried Wilhelm Leibniz* (1646—1716). În anul 1669, Leibniz a scris un tratat despre problemele de bază ale dinamicii, tratat care însă a văzut lumina tiparului de-abia după 200 de ani, mai precis în anul 1860. În acest tratat, Leibniz introduce noțiunea de *actio formalis*, definită prin produsul dintre masă, viteză și lungimea drumului parcurs de un punct material. Sub această denumire se recunoaște ușor noțiunea de *acțiune*. Într-o scrisoare, a cărei autenticitate este contestată de unii cercetători, Leibniz afirmă că în cazul mișcării unui corp acțiunea are sau o valoare maximă sau o valoare minimă.

În anul 1744, *Pierre Louis Moreau de Maupertuis* (1689–1759) stabilește *principiul acțiunii minime* conform căruia *în mișcarea sa dintre două puncte un punct material își alege acea traiectorie pentru care acțiunea este minimă.*

Pentru a obține formularea matematică a acestui principiu procedăm în același mod ca și în cazul anterior, adică considerăm o curbă oarecare care unește cele două puncte A și B, pe care o împărțim în porțiuni cît mai mici Δs_i ce pot fi asimilate cu segmente de dreaptă.

Acțiunea $\Delta \mathcal{A}i$ corespunzătoare segmentului Δs_i are valoarea $\Delta \mathcal{A}_i = mv_i \cdot \Delta s_i$ în care m este masa punctului material, iar v_i este viteza. Acțiunea $\mathcal{A}$ efectuată de punctul material cînd se deplasează de la A la B de-a lungul curbei considerate se obține prin însumarea acțiunilor $\Delta\mathcal{A}_i$ corespunzătoare tuturor celor n segmente adică

$$\mathcal{A} = \sum_{i=1}^{n} \Delta\mathcal{A}_i = \sum_{i=1}^{n} mv_i \, \Delta s_i. \qquad (150)$$

La limită, cînd numărul segmentelor n tinde către infinit suma se transformă în integrala

$$\mathcal{A} = \int_A^B mv \, ds, \qquad (151)$$

în care viteza v este, în general, o funcție de punct.

Principiul acțiunii minime afirmă că din toate curbele care unesc două puncte, un punct material se deplasează de-a lungul acelei curbe pentru care integrala (151) are valoarea minimă.

Principiul lui Maupertuis a căpătat în anii care au urmat formulări matematice mai complexe prin lucrările lui *Leonhard Euler* (1707—1783), *Joseph-Louis Lagrange* (1736—1813), *Hamilton*, *Karl Gustav Jacob Jacobi* (1804—1851).

Hamilton a remarcat un fapt foarte interesant. Să scriem alăturat principiul timpului minim din optica geometrică

Scanned with OKEN Scanner

(în care n_r a fost înlocuit prin c/v_φ) și principiul acțiunii minime din mecanica clasică:

$$t = \int_A^B \frac{ds}{v_\varphi}, \qquad \mathcal{A} = \int_A^B mv\, ds. \tag{152}$$

Se observă că cele două integrale se pot obține una din cealaltă dacă se consideră că viteza v cu care se mișcă un punct material este invers proporțională cu viteza de fază v_φ a luminii adică

$$v = k \cdot \frac{1}{v_\varphi} \tag{153}$$

în care k este o constantă de proporționalitate.

Problema determinării mișcării unei particule care se deplasează într-o regiune cu o anumită energie potențială poate fi înlocuită cu cea a studierii propagării luminii într-un mediu optic neomogen, al cărui indice de refracție este ales în mod convenabil, și invers.

Această posibilitate poate fi înțeleasă mai ușor cu ajutorul unui exemplu. Astfel, să considerăm o rază de lumină care trece dintr-un mediu cu indicele de refracție n_{r1} într-un altul cu indice n_{r2}. Raza pleacă din punctul A situat în primul mediu, ajunge în punctul O situat pe suprafața de separație și apoi se propagă înspre punctul B. Legea refracției arată că

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_{r2}}{n_{r1}}. \tag{154}$$

Să considerăm problema analoagă din mecanică. Întrucît subiectul acestei lucrări este dedicat electronului, presupunem că un electron trece dintr-o regiune în care potențialul electric are valoarea V_1 într-alta în care potențialul este V_2. Potențialul prezintă, deci, o variație prin salt în dreptul suprafeței de separație dintre cele două regiuni.

Determinarea mișcării electronului necesită cunoașterea configurației cîmpului electric care corespunde acestei

distribuții a potențialului. După cum se știe, cîmpul electric este diferit de zero numai în acele regiuni în care potențialul variază între două puncte vecine. În cazul considerat, potențialul este constant cu excepția regiunii din vecinătatea suprafeței de separație dintre cele două regiuni. Rezultă că intensitatea cîmpului electric este peste tot locul nulă, cu excepția punctelor de pe suprafața de separație.

În dreptul acestei suprafețe, potențialul variază prin salt. Putem însă să considerăm că trecerea de la potențialul V_1 la potențialul V_2 are loc într-o regiune foarte îngustă situată de o parte și de alta a suprafeței de separație. În această regiune de trecere, trasăm suprafețele echipotențiale, care sînt paralele cu suprafața de separație. Cîmpul electric fiind perpendicular pe suprafețele echipotențiale este deci normal pe suprafața de separație. El este îndreptat de la regiunea cu potențial mai mare către regiunea cu potențial mai mic. Dacă considerăm $V_2 > V_1$, atunci cîmpul electric este îndreptat de la cea de-a doua regiune către prima. Întrucît electronul are o sarcină electrică negativă, forța exercitată de cîmpul electric este îndreptată de la prima regiune către a doua.

Asupra electronului care pleacă din punctul A nu se exercită deci nici o forță. În consecință, el se deplasează în virtutea vitezei inițiale de-a lungul traiectoriei AO pînă cînd ajunge în punctul O, situat pe suprafața de separație. Numai în acest punct acționează o forță îndreptată de-a lungul direcției normale pe suprafața de separație. Se observă ușor că această forță modifică numai componenta normală a vitezei, componenta tangențială rămînînd aceeași. După traversarea suprafeței de separație, asupra electronului nu mai acționează nici o forță, ceea ce înseamnă că el se deplasează în continuare cu viteza pe care o avea în momentul în care a trecut în cea de a doua regiune.

Notăm cu v_1 și v_2 vitezele în cele două medii, v_{n1} și v_{n2} componentele lor normale și cu v_{t1} și v_{t2} componentele lor tangențiale. Din fig. 85 se deduce că

$$\sin i = \frac{v_{t1}}{v_1}, \qquad \sin r = \frac{v_{t2}}{v_2}. \tag{155}$$

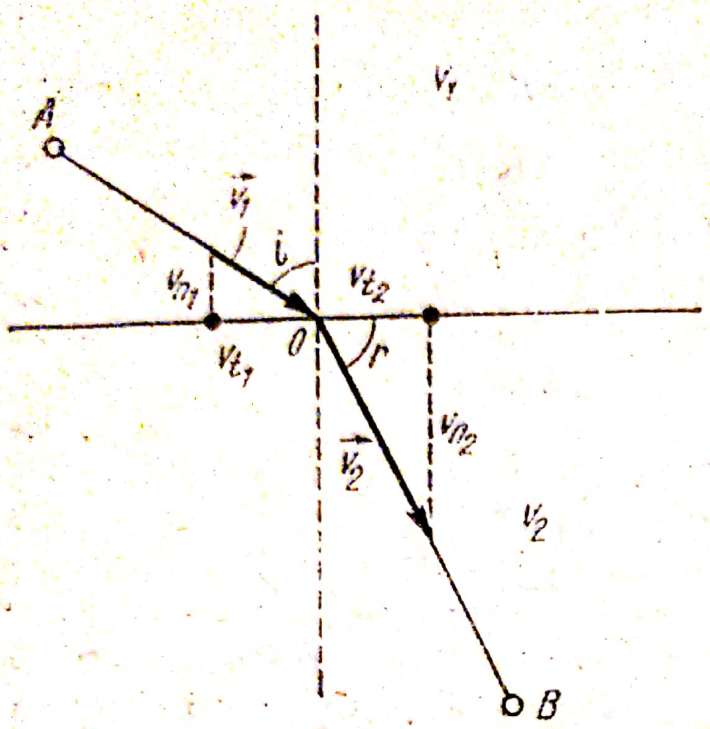


Fig. 85 Refracția unei raze electronice

Dar

$$v_{t1} = v_{t2}, \tag{156}$$

ceea ce înseamnă că raportul sin i /sin r are valoarea

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1}. \tag{157}$$

Cum este și firesc, presupunem că viteza pe care o are electronul se datorește exclusiv accelerării în cîmp electric. Admitem deci că, inițial, electronul se află în punctul în care potențialul are valoarea nulă și că în acest punct viteza sa este nulă.

Sub acțiunea forței exercitată de cîmpul electric, electronul are o mișcare ale cărei caracteristici pot fi calculate cu ajutorul legilor mecanicii. Pe noi ne interesează numai viteza v pe care o are electronul într-un punct caracterizat prin potențialul V. Această viteză se poate determina foarte ușor din ecuația de bilanț energetic, adică din egalitatea dintre energia sa cinetică $mv^2/2$ și energia eV preluată de la cîmpul electric, egalitate din care se obține că

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{V}. \tag{158}$$

În consecință, în cele două regiuni, vitezele electronului sînt

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{V_1}, \qquad v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{V_2}. \tag{159}$$

Introducînd aceste relații în ecuația (157) obținem că

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sqrt{V_2}}{\sqrt{V_1}}. \tag{160}$$

Să comparăm relațiile (157) și (154) între ele. Se observă că pentru o aceeași valoare a unghiului de incidență i se obține o aceeași valoare a unghiului de refracție r, dacă considerăm că indicele de refracție este proporțional cu radicalul din potențial adică dacă

$$n_r = K' \cdot \sqrt{V}, \tag{161}$$

în care K' este o constantă de proporționalitate.

În concluzie, dacă este îndeplinită condiția (161), atunci propagarea razei de lumină este identică cu deplasarea electronului.

Legile opticii geometrice și ale mecanicii newtoniene sînt diferite atît ca formă matematică cît și ca esență fizică. Iată, însă, că utilizînd analogia pusă în evidență de către Hamilton, legile fundamentale ale acestor două domenii pot fi reprezentate sub o formă matematică identică.

IPOTEZA LUI DE BROGLIE

În anul 1911, în timp ce Louis de Broglie era student, a avut loc prima conferință *Solvay* de fizică. Această conferință precum și cele care au urmat, au devenit celebre pe de o parte datorită problemelor care au fost abordate, iar pe de altă parte prin participarea celor mai renumiți fizicieni.

Astfel, la prima conferință au participat Einstein, Planck, Lorentz, Nernst etc., iar tema principală abordată a fost cea a fotonului. Einstein susținea că fotonul trebuie privit ca o particulă cu o existență fizică reală. Avînd în vedere succesele obținute de teoria ondulatorie a luminii, succese care au constituit subiectul lucrării *Lumina — undă electromagnetică?*, ceilalți fizicieni înclinau să vadă în foton mai mult un artificiu de calcul de care se vor putea dispensa într-un viitor nu prea îndepărtat.

Discuțiile au fost foarte animate, chiar pasionate. La această conferință a participat și Maurice de Broglie, fratele mai mare a lui Louis de Broglie, care în acea perioadă era un fizician cunoscut, deși nu se bucura de celebritatea lui Planck, Einstein sau Lorentz. Maurice i-a relatat lui Louis esența discuțiilor. Problemele discutate i-au trezit lui Louis de Broglie un interes atît de mare încît s-a hotărît să-și întrerupă preocupările în domeniul istoriei și să se consacre studiului fizicii. În anul 1913, Louis de Broglie își susține licența în fizică. Treisprezece ani mai tîrziu, adică în anul 1924, își prezintă rezultatele studiilor sale în lucrarea de doctorat intitulată: *„Cercetări asupra teoriei cuantelor"* pe care o susține în cadrul Facultății de Științe a Universității din Paris.

Ca și toți marii fizicieni dinaintea sa, sau contemporani cu el, Louis de Broglie era ferm convins că *natura prezintă o simetrie uimitoare*. Nu același lucru se putea spune despre imaginea pe care fizicienii și-au construit-o despre natură. Astfel, fizica era împărțită în două părți: *Fizica materiei* (substanței), bazată pe conceptul de corpusculi materiali care se supuneau legilor mecanicii clasice newtoniene și *Fizica radiației*, care opera cu conceptul de unde electromagnetice, unde care satisfăceau legile teoriei clasice a electromagnetismului. Aceste două sisteme fizice nu sînt izolate, ci, din contră, interacționează între ele. Complicațiile încep să devină din ce în ce mai serioase pe măsură ce se studiază mai aprofundat interacțiunea radiației cu substanța. Ele au constituit subiectul lucrării *Lumina — undă sau corpuscul?*

Astfel, s-a arătat că în anul 1900 pentru a putea explica spectrul corpului negru, Max Planck a arătat că trebuie să se

admită că schimburile de energie dintre cele două sisteme, în loc să fie continue, așa cum cere fizica clasică, se fac în porțiuni discrete, denumite *cuante*, Energia E a unei cuante este dată de relația $E = h \nu$ în care h este constanta lui Planck, iar ν frecvența radiației.

În anul 1905, Einstein explică legile efectului fotoelectric, presupunînd că lumina este formată din corpusculi, care au căpătat denumirea de *fotoni*, energia unui foton fiind dată de formula lui Planck $E = h \nu$.

Această idee este confirmată de Compton, care în anul 1922 pune în evidență o nouă caracteristică corpusculară a fotonului — *impulsul*.

În același timp, toate încercările de a construi o teorie pur corpusculară a luminii se soldau, în mod invariabil, cu eșecuri. Pentru a explica fenomenele de interferență și de difracție era neapărat necesar să se considere că lumina are o natură ondulatorie.

Avînd în vedere că, pe de o parte, natura iubește simetria și că, pe de altă parte, radiațiile electromagnetice prezintă dualismul undă-particulă, care particule corpusculare nu sînt caracterizate prin același dualism? Aceasta a fost întrebarea fundamentală pe care și-a pus-o Louis de Broglie și căreia i-a dat un răspuns afirmativ prin teoria pe care a fundamentat-o. „*Eu eram convins* — scrie Louis de Broglie în una din cărțile sale — *că dualismul undă-corpuscul pus în evidență de Einstein prin teoria sa asupra cuantelor de lumină, este absolut general și că se extinde asupra tuturor sistemelor fizice.*

Bazat pe această convingere, de Broglie arată că particulelor trebuie să li se asocieze unde, tot așa cum undelor electromagnetice li s-au asociat particule — fotonii. Particulele au, deci, după de Broglie, nu numai proprietăți corpusculare, dar și proprietăți ondulatorii. „*În optică* — scrie de Broglie — *timp de un secol, teoria corpusculară a fost neglijată prea mult față de cea ondulatorie. Oare în teoria materiei (substanței) nu s-a făcut greșeala inversă? Oare nu ne-am gîndit prea mult la reprezentarea sub formă de „particule" și am neglijat peste măsură reprezentarea ondulatorie?*"

Să urmărim modul cum a reușit de Broglie să asocieze unei particule o undă, ca după aceea să ne punem problema naturii acestei unde. În acest scop, considerăm o particulă care se deplasează rectiliniu și uniform cu viteza constantă v de-a lungul axei Ox a unui sistem inerțial de referință S. În spiritul teoriei relativității, considerăm și sistemul de referință S_0 față de care particula se află în repaus. Sistemul S_0 denumit *sistemul propriu* al particulei se deplasează deci rectiliniu și uniform cu viteza v față de sistemul S.

Problema fundamentală pe care trebuia să o rezolve de Broglie în această operație de asociere era aceea de a obține rezultante concordante cu cele două formule ale energiei: cea dată de teoria cuantică (formula lui Planck)

$$E = h\nu \tag{161}$$

și cea dată de teoria relativității (formula lui Einstein)

$$E = mc^2. \tag{162}$$

La început, Louis de Broglie a considerat că în interiorul particulei ar avea loc un proces periodic intern. Particula ar avea, deci, o „inimă" care pulsează cu o anumită frecvență.

În situația în care particula este în repaus, frecvența ν_0 se determină din egalitatea dintre energia dată de relația lui Planck $E = h\,\nu_0$ și cea dată de relația lui Einstein $E = m_0c^2$, rezultînd

$$\nu_0 = m_0 \cdot c^2/h. \tag{163}$$

Frecvența ν_0 reprezintă deci frecvența măsurată în sistemul propriu S_0 deoarece față de acest sistem particula se află în repaus.

Frecvența ν, în situația în care particula se deplasează rectiliniu și uniform cu viteza v, se determină cu ajutorul aceleiași egalități, în care masa m_0 se înlocuiește cu masa m corespunzătoare vitezei v ($m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$), rezultînd:

$$\nu = \frac{m_0c^2}{h} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{164}$$

Să determinăm aceeași frecvență și pe altă cale. Întrucît particula se deplasează cu viteza v, rezultă că frecvența ν reprezintă frecvența mișcării interne față de sistemul de referință S. Notăm cu T_0 perioada mișcării interne față de sistemul S_0 și cu T aceeași perioadă față de sistemul S. Datorită dilatării relativiste a timpului,

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{165}$$

Dar $\nu = 1/T$ și $\nu_0 = 1/T_0$ ceea ce înseamnă că

$$\nu = \nu_0 \cdot \sqrt{1-\beta^2} = m_0 c^2 \sqrt{1-\beta^2}/h \tag{166}$$

Să comparăm între ele relațiile (166) și (164) care ne dau valoarea frecvenței ν determinată de observatorul față de care particula se deplasează cu viteza v. Se observă că în relația (166) factorul $\sqrt{1-\beta^2}$ apare la numărător, iar în (164) la numitor. Cele două relații nu sînt identice. Este posibil să fi greșit la calcule. Verificăm calculele. Din punct de vedere matematic ele sînt corecte. S-ar putea ca relația lui Planck sau cele ale lui Einstein din teoria relativității restrînse să fie incorecte. O asemenea posibilitate trebuie însă exclusă, deoarece în caz contrar s-ar ivi complicații infinit mai grele în explicarea unor fenomene care au condus la fundamentarea acestor relații.

Nu ne mai rămîne decît o singură posibilitate: să admitem că în interiorul particulei nu are loc o asemenea mișcare internă care să explice proprietățile ei ondulatorii. Particula nu are o „inimă" care pulsează.

Mai avem, totuși, o posibilitate de a „înzestra" particula cu o comportare ondulatorie. Putem să considerăm că particula este însoțită de o undă care ar ghida-o, care ar putea fi denumită *undă pilot*.

În sistemul propriu S_0, particula se află în repaus. Din acest motiv asociem particulei o undă cu frecvența ν_0 dată de relația (163) care are aceeași fază în oricare punct al sistemului, deci care se poate reprezenta prin relația

$$\psi(x_0, t_0) = A \cos 2\pi\nu_0 t_0, \tag{167}$$

în care t_0 este timpul corespunzător sistemului S_0.

Pentru a obține ecuația undei față de sistemul S, utilizăm relația lui Lorentz

$$t_0 = \frac{t - \beta x/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{168}$$

obținînd astfel

$$\psi(x, t) = A \cos 2\pi \cdot \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t - \frac{\beta x}{c^2}\right). \tag{169}$$

Ecuația generală a unei unde este

$$\psi(x, t) = A \cos 2\pi\nu\left(t - \frac{x}{v_\varphi}\right). \tag{170}$$

Din compararea celor două relații obținem că frecvența și viteza de fază au valorile

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{171}$$

$$v_\varphi = \frac{c}{\beta} = \frac{c^2}{v}. \tag{172}$$

Se observă că relația (172) este identică cu (153) dacă constanta de proporționalitate are valoarea $k = c^2$.

Prin înmulțirea relației (171) cu h,

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc^2, \tag{173}$$

obținem în partea stîngă energie dată de teoria cuantică, iar în partea dreaptă energie dată de teoria relativității. Această operație de asociere satisface ambele teorii.

Să studiem în continuare principalele caracteristici ale acestor unde pilot.

Viteza de fază a undelor este dată de relația (172). Întrucît, în conformitate cu teoria relativității, viteza v a particulei este întotdeauna mai mică decît cea a luminii, rezultă că viteza de fază v_φ a undei este întotdeauna mai mare decît cea

a luminii. Așa după cum s-a arătat în paragraful consacrat vitezei de fază și vitezei de grup, aceasta nu vine în contradicție cu teoria relativității.

Cunoscînd frecvența și viteza de fază, calculăm lungimea de undă:

$$\lambda = \frac{v_\varphi}{\nu} = \frac{c^2}{v^2}\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\nu_0} = \frac{c^2}{v}\frac{h\cdot\sqrt{1-\beta^2}}{m_0c^2} =$$

$$= \frac{h}{m_0 v/\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{h}{p}, \qquad (174)$$

în care p este impulsul particulei.

Pentru undele electromagnetice, vidul este un mediu nedispersiv. Oare și pentru undele pilot vidul este, de asemenea nedispersiv? Indicele de refracție n_r al vidului este $n_r = c/v_\varphi = \beta$, deoarece $v_\varphi = c/\beta$. Valoarea lui β se obține din relația (171) rezultînd.

$$n_r = \sqrt{1-\frac{\nu_0^2}{\nu^2}}. \qquad (175)$$

Indicele de refracție n_r depinde de frecvența ν, ceea ce înseamnă că pentru undele pilot vidul este un mediu dispersiv. Prezența dispersiei arată că viteza de fază a undelor este diferită de viteza de grup.

Să calculăm viteza de grup cu ajutorul relației (142) pe care o scriem sub forma

$$v_g = \frac{d\nu}{dk} = \frac{d\nu}{d\beta} : \frac{dk}{d\beta}, \qquad (176)$$

Dar

$$\nu = \frac{m_0c^2}{h}\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (177)$$

iar

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{p}{h} = \frac{m_0c}{h}\cdot\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (178)$$

de unde rezultă că

$$\frac{d\nu}{d\beta} = \frac{m_0 c^2}{h} \cdot \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{3/2}}, \tag{179}$$

$$\frac{dk}{d\beta} = \frac{m_0 c}{h} \cdot \frac{1}{(1-\beta^2)^{3/2}}.$$

Înlocuind relațiile (179) în (176) se obține că

$$v_g = \beta \cdot c = v. \tag{180}$$

Viteza de grup a undelor pilot este egală chiar cu viteza v cu care se deplasează particula.

Acest rezultat i-a sugerat lui de Broglie posibilitatea de a asocia unda „mai strîns" particulei. O undă armonică, cum este cea reprezentată de ecuația (169), are extindere infinită în spațiu. O particulă are însă la un moment dat, o anumită poziție în spațiu. În consecință, dacă asociem unei particule unda dată de ecuația (169) și considerăm în continuare numai unda, atunci pierdem orice informație privitoare la poziția particulei.

Procedeele de analiză Fourrier ne permit însă să „sintetizăm" o undă care are o extindere limitată. O asemenea undă este o funcție neperiodică, care se caracterizează printr-un spectru continuu. Procedînd invers, rezultă că pentru a obține unda dorită trebuie să adunăm perturbațiile produse de o infinitate de unde componente ale căror frecvențe variază continuu într-un anumit domeniu.

Cea mai simplă soluție este să considerăm undele care au aceeași amplitudine și care au frecvența cuprinsă în intervalul $\Delta\nu$ situat în mod simetric în jurul frecvenței ν dată de relația (171). Trebuie deci să determinăm funcția neperiodică, care are spectrul din fig. 86 (*a*). Efectuînd calculele, obținem că funcția căutată are forma din fig. 86 (*b*). Se observă că funcția are un maxim central foarte pronunțat, care este urmat de o serie de maxime laterale aplatisate, ce pot fi neglijate din acest motiv. Funcția astfel obținută a căpătat denu-

mirea de grup de unde *(pachet de unde)* deoarece a rezultat prin suprapunerea „pachetului" de unde din „interiorul" dreptunghiului reprezentat în fig. 86 (*a*).

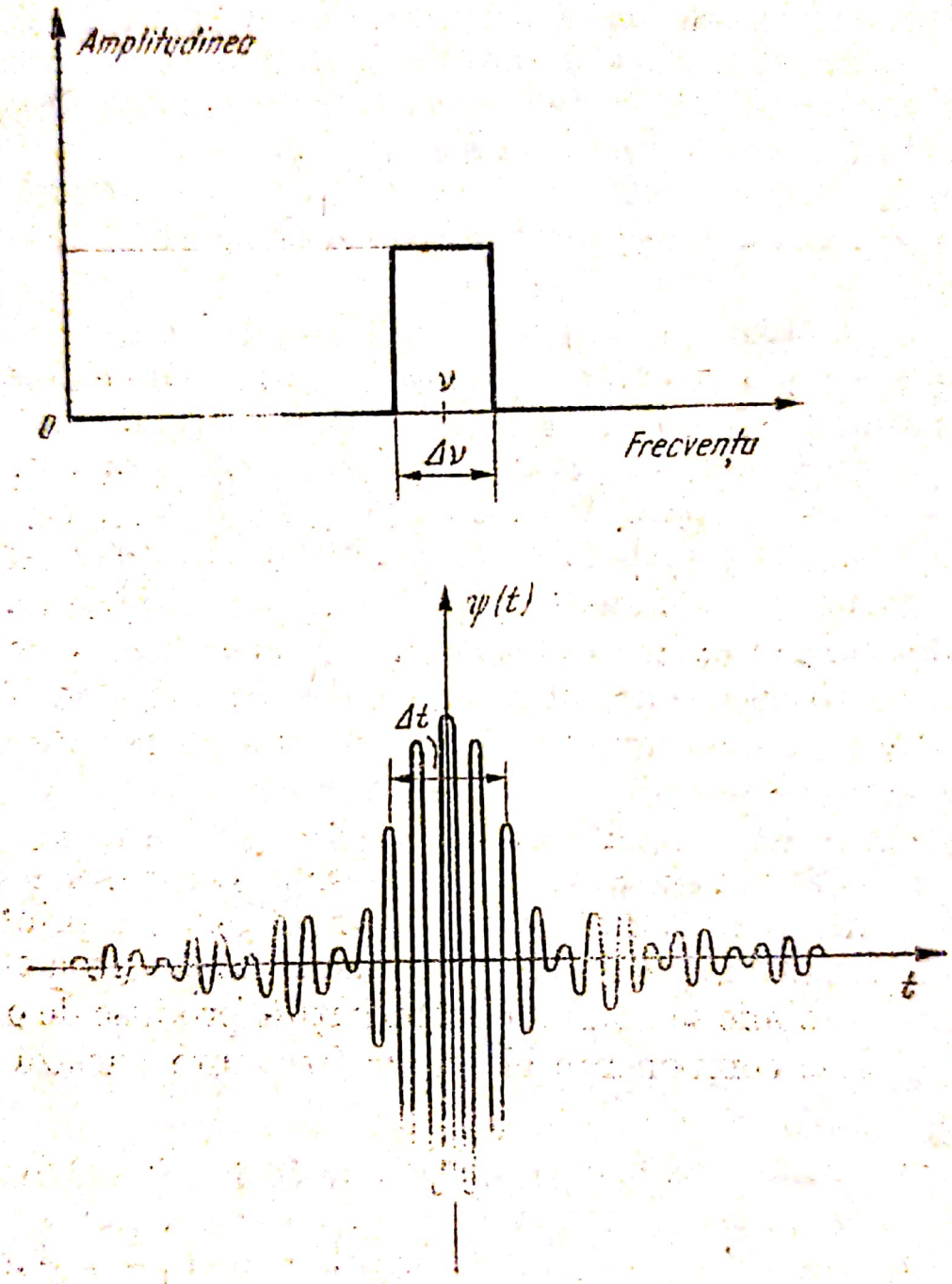


Fig. 86. Grupul de unde (*b*) și spectrul său (*a*)

Cu ce viteză se propagă grupul de unde? Răspunsul este simplu: întrucît chiar atunci cînd se propagă prin vid este prezentă dispersia, rezultă că grupul de unde se deplasează

cu viteza de grup. Viteza de grup este egală cu viteza particulei. *Grupul de unde, asociat unei particule, se deplasează chiar cu viteza cu care aceasta se mișcă.*

Louis de Broglie a obținut un indiciu că ideile sale nu sînt chiar așa de rupte de realitate cum par la prima vedere, atunci cînd le-a aplicat în cazul atomului de hidrogen. S-a arătat că dintre toate orbitele posibile pe care se poate roti electronul în jurul nucleului, Bohr a ales numai pe acelea pentru care momentul cinetic orbital este un multiplu întreg al constantei $\hbar$ și că pe baza acestei condiții a rezultat spectrul radiațiilor emise.

Louis de Broglie, a asociat electronului din atomul de hidrogen o undă pilot care, în conformitate cu relația (174) are lungimea de undă $\lambda = h/p = h/mv$. Întrucît unda pilot însoțește electronul, rezultă că ea se propagă de-a lungul orbitei acestuia. După ce a efectuat o rotație completă, electronul revine în punctul de unde a plecat. În noua situație, toate mărimile ce caracterizează electronul rămîn aceleași cu cele corespunzătoare situației inițiale. Electronul are aceeași poziție și aceeași viteză, atît ca modul, cît și ca direcție și sens. O asemenea egalitate între mărimile ce caracterizează electronul este posibilă numai dacă unda pilot, după ce a efectuat o rotație completă, are aceeași fază cu cea inițială. Această condiție este îndeplinită dacă lungimea orbitei este egală cu un număr întreg de lungimi de undă. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat, o undă are o dublă periodicitate, atît spațială, cît și temporală. Ea se autoreproduce identic temporal, după fiecare perioadă și spațial, după fiecare lungime de undă.

Condiția ca lungimea orbitei $2\pi r$ să fie egală cu un număr întreg n de lungimi de undă $\lambda = h/mv$ se exprimă prin relația

$$2\pi r = n \cdot \frac{h}{mv}, \qquad (181)$$

care poate fi pusă sub forma

$$mvr = n\hbar. \qquad (\hbar = h/2\pi) \qquad (182)$$

Se observă că această relație este identică cu condiția lui Bohr dată de ecuația (68) care cere ca momentul cinetic orbital să fie egal cu $n\hbar$.

Atomul de hidrogen se comportă deci ca un sistem oscilant, care oscilează pe anumite frecvențe proprii, determinate de condiția ca lungimea orbitelor sale să cuprindă un număr întreg de lungimi de undă ale undei pilot. „Modurile de vibrație" ale primelor orbite electronice sînt reprezentate în fig. 87.

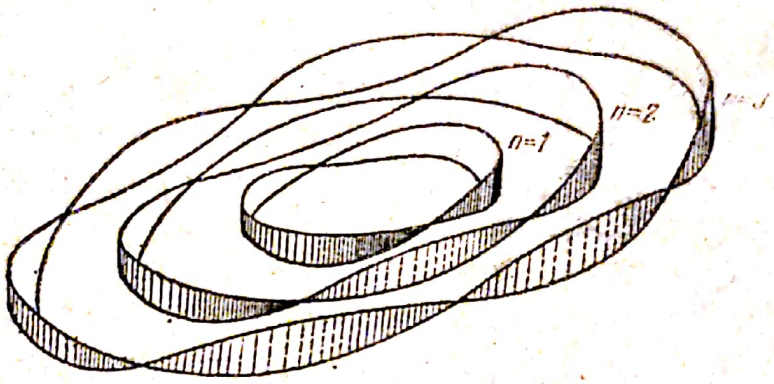


Fig. 87. Undele pilot de-a lungul orbitelor permise ale electronului din atomul de hidrogen

O analogie ne va ajuta să înțelegem mai ușor esența fenomenelor. Să considerăm o coardă vibrantă fixată la ambele extremități. Sub acțiunea unei perturbații, de-a lungul corzii se formează o undă care se propagă înspre extremități. Prin fenomene de reflexie, această undă incidentă dă naștere la unde reflectate care și ele, la rîndul lor, generează noi unde reflectate ș.a.m.d. De-a lungul corzii se formează unde care se propagă într-un sens, precum și unde care se deplasează în sens contrar. Cele două sisteme de unde interferă între ele, dînd naștere la o undă rezultantă. Numai în cazul în care interferența este constructivă se formează o undă rezultantă stabilă sub acțiunea căreia coarda începe să vibreze. Această condiție este îndeplinită în cazul în care lungimea l a corzii cuprinde un număr n întreg de semilungimi de undă $\lambda/2$, adică $l = n \cdot \lambda/2$

Într-adevăr, să considerăm cazul în care de-a lungul unei corzi ia naștere o undă directă care se deplasează înspre dreap-

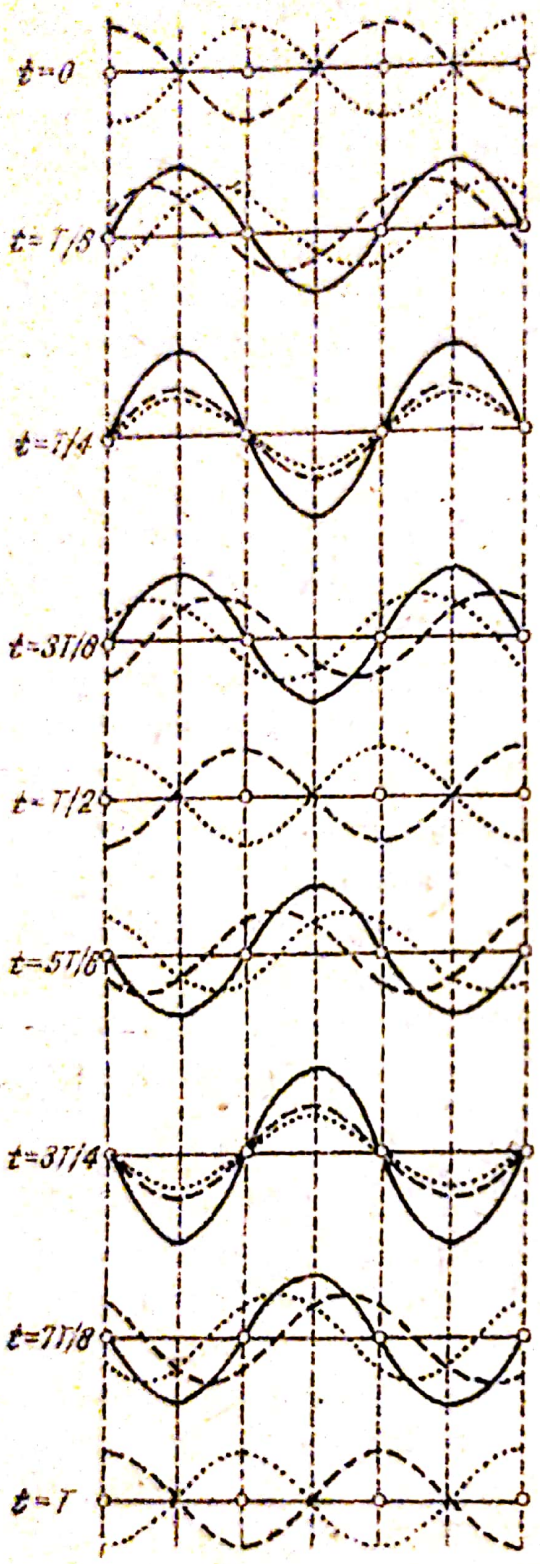


Fig. 88. Formarea undelor staționare de-a lungul unei corzi vibrante fixate la extremități

ta și a cărei lungime de undă este egală cu o treime din lungimea corzii. În fig. 88 au fost reprezentate cu linie întreruptă perturbațiile create de această undă. Prin reflexie se formează unda inversă care, așa după cum arată și numele, se propagă

în sens invers, adică înspre stînga. Extremitățile corzii sînt fixe, ceea ce înseamnă că în orice moment, în aceste puncte, perturbația rezultantă, egală cu suma perturbațiilor create de unda directă și de unda inversă, trebuie să fie întotdeauna nulă. În consecință, în aceste puncte reflexia se produce astfel încît perturbația creată de unda inversă să fie egală și de semn contrar cu cea produsă de unda directă. Perturbațiile create de unda inversă, care în fig. 88 au fost desenate cu linie punctată, se obțin pe baza acestei observații.

În fig. 88 (*a*) s-a reprezentat situația în care unda inversă este în antifază cu unda directă. Din această cauză, perturbația rezultantă este nulă. După o optime de perioadă, unda directă se deplasează înspre dreapta cu $\lambda/8 = l/24$, iar unda inversă înspre stînga cu aceeași lungime. Prin adunarea perturbațiilor produse de cele două unde, rezultă forma pe care o are coarda vibrantă (care a fost desenată cu linie îngroșată în acest moment). Repetînd pentru celelalte momente, de fiecare dată aceste operații, adică deplasînd unda directă înspre dreapta cu $l/24$, iar cea inversă înspre stînga cu aceeași distanță și adunînd perturbațiile produse de aceste două unde se obține forma pe care o are coarda vibrantă.

Modul de vibrație al corzii apare mai clar dacă desenăm pe aceeași figură forma pe care o are coarda la momentele

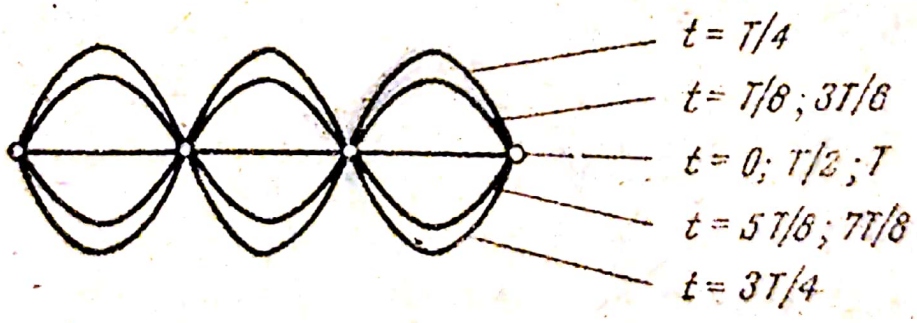


Fig. 89. Modul de vibrație al corzii din fig. 88

considerate (vezi fig. 89). Coarda are o asemenea mișcare vibratorie încît în unele puncte denumite *noduri*, amplitudinea oscilațiilor este nulă, iar în alte puncte denumite *ventre* sau *antinoduri*, maximă.

Condiția ca lungimea corzii să fie egală cu un număr întreg de semilungimi de undă $l = n \cdot \lambda/2$ poate fi îndeplinită pentru $n = 1, 2, 3...$ Fiecărei valori a numărului n îi corespunde cîte un mod de vibrație a corzii. De exemplu, pentru $n = 1$ coarda vibrează astfel încît la mijlocul său apare un ventru (evident la cele două extremități care sînt fixe se formează cîte un nod). (vezi fig. 90). Pentru $n = 2$, la mijlocul corzii se formează

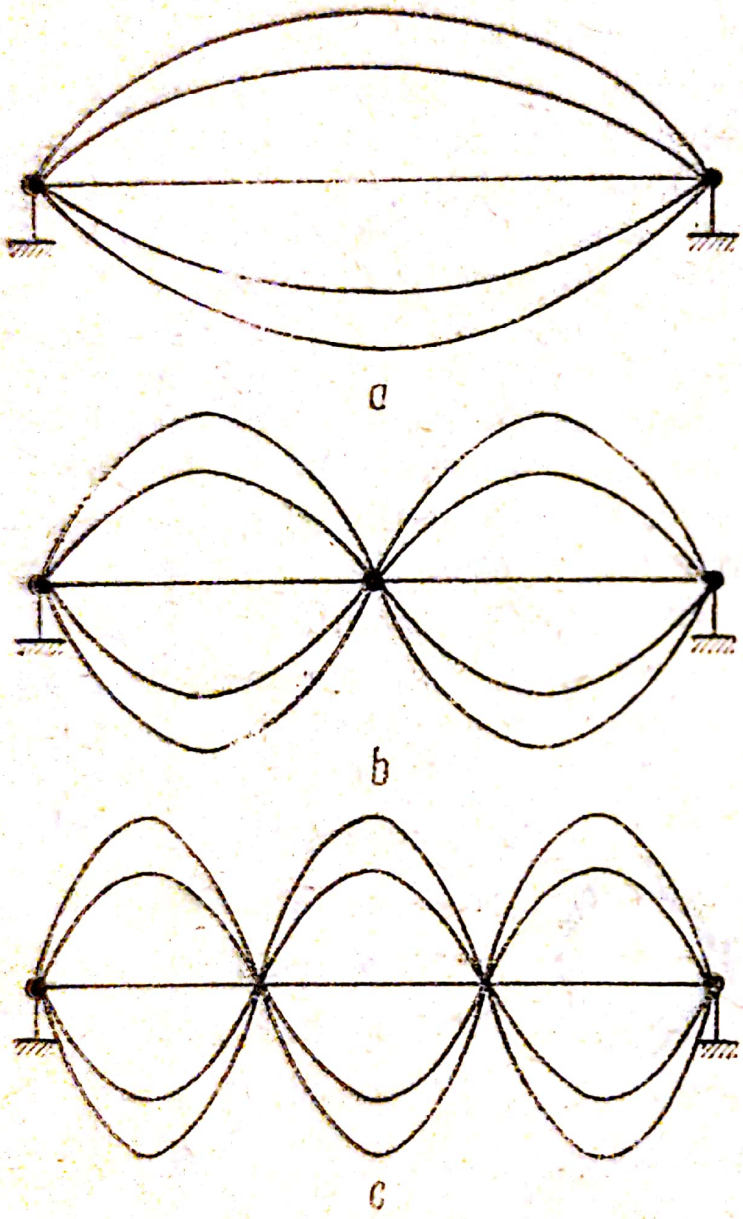


Fig. 90. Modurile de vibrație ale unei corzi fixate la extremități: (*a*) fundamentala, (*b*) armonica a întîia, (*c*) armonica a doua

un nod, iar la distanțele $l/4$ de extremități cîte un ventru. Cum este și firesc, utilizînd terminologia din acustică, se afirmă că în primul caz coarda vibrează pe fundamentală, în al doilea caz pe armonica întîia ș.a.m.d.

Undele care iau naștere în acest caz se numesc *unde staționare*. Aspectul lor „imobil" nu lasă să se întrevadă că, de fapt, de-a lungul corzii se propagă două unde călătoare de sensuri contrare. Mecanismul formării undelor staționare constă în interferența undelor directe cu cele inverse. Undele inverse pot să apară, în general, în cazul în care există suprafețe de separație, deci numai atunci cînd mediul este limitat. *Undele staționare se formează în cazul în care mediul care suportă propagarea are o extindere spațială finită.*

Ecuația undei staționare se obține adunînd unda directă $\psi_d(x, t)$ cu unda inversă $\psi_i(x,t)$.

Unda directă are ecuația

$$\psi_d(x, t) = A \cos 2\pi (\nu t - kx). \qquad (183)$$

Unda inversă se propagă de-a lungul axei Ox, în sens invers. Din această cauză, în ecuația undei inverse, mărimea kx trebuie să apară cu semnul contrar celei din expresia undei directe, adică cu semnul plus. În general, prin reflexie apare un defazaj între unda inversă și cea directă. Notăm cu φ „pierderea" de fază care apare în momentul reflexiei. De exemplu, în cazul corzii vibrante, unda reflectată „pierde" 180°, pentru a fi satisfăcută condiția ca perturbația produsă de ea să fie egală și de semn contrar cu cea determinată de unda directă. În consecință, ecuația undei inverse este

$$\psi_i(x, t) = A \cos 2\pi (\nu t + kx - \varphi). \qquad (184)$$

Unda staționară are, prin urmare, ecuația

$$\psi_s(x, t) = \psi_d(x, t) + \psi_i(x, t) =$$
$$= 2A \cos 2\pi (kx - \varphi/_2) \cdot \cos 2\pi (\nu t - \varphi/_2). \qquad (185)$$

În cazul corzii vibrante, $\varphi = \pi$ astfel încît

$$\psi_s(x, t) = 2A \sin 2\pi kx \cdot \sin 2\pi\nu t = 2A \sin 2\pi x / \lambda \cdot \sin 2\pi\nu t. \qquad (186)$$

Ecuația (186) conține doi factori: $2A \sin 2\pi x/\lambda$ și $\sin 2\pi\nu t$. Primul factor reprezintă amplitudinea oscilațiilor, iar cel de al doilea exprimă variația în timp. Amplitudinea undelor depinde numai de coordonata x, adică numai de poziția punc-

tului considerat, variind spațial după o lege armonică simplă. Cel de-al doilea termen, nedepinzînd de coordonata x, arată dacă vibrațiile tuturor punctelor se fac în fază. În consecință, ecuația unei unde staționare poate fi pusă sub forma

$$\psi_s(x, t) = A(x) \sin 2\pi\nu t, \tag{187}$$

în care amplitudinea are expresia

$$A(x) = 2A \sin 2\pi x/\lambda. \tag{188}$$

După aceste precizări să revenim la cazul atomului de hidrogen și să „materializăm" orbita electronului, de exemplu, printr-un inel metalic subțire. Sub acțiunea unei perturbații, de-a lungul inelului a se formează o undă. „Mediul" prin care se propagă unda este limitat, întrucît inelul are o anumită lungime. În consecință, de-a lungul inelului se formează unde staționare care iau naștere prin interferența undei considerate cu ea „însăși", adică cu unda care a efectuat o rotație completă. Într-adevăr, să considerăm unda care după o rotație completă revine în punctul de unde a plecat. Dacă la întoarcere unda are aceeași fază cu cea de la plecare, interferența este constructivă și se formează o undă staționară sub acțiunea căreia inelul începe să vibreze [vezi fig. 91 (*a*)]. Din contră, în cazul în care faza la întoarcere este diferită de cea de la plecare, interferența este distructivă și,ca atare, inelul nu va

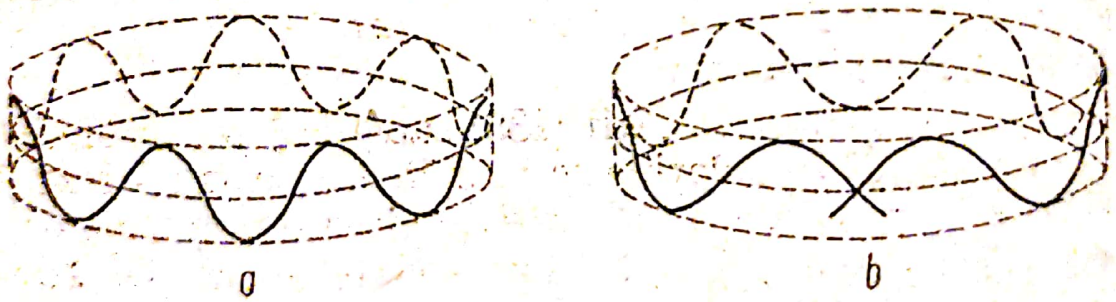


Fig. 91. Interferența constructivă (*a*) respectiv distructivă (*b*) a undelor care se propagă de-a lungul unui inel metalic

vibra [vezi fig. 81 (*b*)]. Cele două faze sînt egale cînd lungimea inelului cuprinde un număr întreg de lungimi de undă.

Un același inel metalic poate să vibreze în mai multe moduri corespunzătoare diferitelor valori ale numărului de

lungimi de undă pe care le conține lungimea sa. Spre deosebire de inelul metalic, prima orbită a atomului de hidrogen poate să „vibreze" numai într-un singur mod — cel corespunzător cazului în care lungimea sa este egală cu lungimea de undă a undei pilot. De asemenea, cea de a doua orbită poate să „vibreze" numai în modul în care lungimea sa cuprinde două lungimi de undă ș.a.m.d.

Rezultatele obținute de Louis de Broglie pot fi rezumate astfel:

— *unei particule cu energia E și impulsul p i se asociază o undă caracterizată prin frecvența ν și lungimea de undă λ date de relațiile*

$$\nu = \frac{E}{h}, \qquad \lambda = \frac{h}{p}. \tag{189}$$

— *unei unde cu frecvența ν și lungimea de undă λ i se asociază o particulă caracterizată prin energia E și impulsul p date de relațiile*

$$E = h\nu, \qquad p = \frac{h}{\lambda}. \tag{190}$$

Din compararea relațiilor (189) și (190) se observă că constanta lui Planck h joacă rolul unui factor de transformare care permite trecerea de la reprezentarea corpusculară la cea ondulatorie și invers.

Formal, grupul de ecuații (189) sau (190) pot fi obținute dacă se consideră că relațiile asemănătoare pentru fotoni sînt valabile și pentru particulele care au masa de repaus diferită de zero. Într-adevăr, în conformitate cu relația lui Planck energia E a unui foton este egală cu $h\nu$, iar impulsul p poate fi obținut din relația $E = \sqrt{m_0c^2 + p^2c^2}$ care pentru $m_0 = 0$ se transformă în $E = pc$, de unde rezultă $p = E/c = h\nu/c = h/\lambda$. Impulsul fotonului poate fi calculat și pe altă cale. Întrucît fotonul se deplasează cu viteza luminii, impulsul său este egal cu mc. Masa m a fotonului nu poate fi calculată cu ajutorul relației $m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ deoarece $m_0 = 0$ și $\beta = 1$. Putem însă să utilizăm relația $E = mc^2$ din care rezultă $m = E/c^2$.

Înlocuind valoarea masei în relația $p = mc$ se obține $p = E/c$.

Rezultatele obținute de către Louis de Broglie sînt, fără îndoială, interesante, chiar spectaculoase. Apar însă următoarele întrebări: care este natura acestor unde pilot? ce mărime fizică oscilează atunci cînd o asemenea undă se propagă, de exemplu, prin vid? cum pot fi puse în evidență experimental, aceste unde pentru a ne convinge că ele există cu adevărat?

La aceste întrebări, Louis de Broglie nu a putut să dea răspunsuri. El a arătat că teoria pe care a construit-o reprezintă doar o încercare de a elucida natura fenomenelor de la o scară atomică, evident incompletă, urmînd ca ulterior ea să fie completată și dezvoltată.

Ideile lui de Broglie constituiau o completare firească a conceptului einsteinian de foton și decurgeau în mod nemijlocit din teoria relativității. Einstein arătase că lumina, care era considerată ca avînd o natură ondulatorie, se comportă, în unele fenomene, ca și cum ar fi formată din particule. Louis de Broglie a închis cercul argumentării, arătînd că particulele, considerate ca avînd o natură pur corpusculară, se comportă în unele cazuri ca și cum ar fi unde. Acestea au fost motivele care i-au determinat pe membrii comisiei, în fața căreia de Broglie urma să-și susțină lucrarea de doctorat să-i ceară părerea și lui Einstein. Einstein era, fără îndoială, singurul om care ar fi putut anticipa ideile lui de Broglie. Einstein a intuit imediat importanța științifică a acestei lucrări și i-a acordat, fără nici o ezitare, girul reputației sale.

În stilul său caracteristic, Einstein a afirmat că de Broglie *„a ridicat colțul unei mari perdele"*, perdea în spatele căreia au loc fenomenele de la scară atomică.

Sub influența aprecierii favorabile a lui Einstein, membrii comisiei i-au acordat lui de Broglie titlul de doctor, dar și-au exprimat în același timp scepticismul în ceea ce privește posibilitatea punerii în evidență a acestor unde atît de misterioase. Louis de Broglie a replicat că este adevărat că unei particule cu masa de 1 g care se deplasează cu viteza de 1 cm/s îi corespunde o lungime de undă de $6{,}6 \cdot 10^{-27}$ cm, lungime de undă

care avînd o valoare atît de mică, depășește posibilitățile experimentale. Unui electron, însă, cu energia de 1 eV îi corespunde o lungime de undă de $12 \cdot 10^{-7}$ cm, lungime de undă care este comparabilă cu cea a razelor X. Ca atare undele asociate electronului ar putea fi puse în evidență experimental în mod asemănător, adică cu ajutorul difracției produse de cristale. Din nefericire, a completat Louis de Broglie, colegii săi — fizicieni și ingineri — în loc să caute aceste unde necunoscute preferau să se ocupe de lucruri mai sigure, cum ar fi, de exemplu, experiențele în domeniul televiziunii.

Se pare că ideea de a utiliza difracția produsă de către cristale, pentru a pune în evidență undele pilot, îi aparține lui Einstein, care a formulat-o după ce a studiat lucrarea lui de Broglie. De altfel, în anul 1925, Einstein a publicat un articol în care a demonstrat inevitabilitatea apariției fenomenelor de difracție în cazul mișcării electronilor cu energii mici de ordinul zecilor de eV. Einstein a încercat să explice unele anomalii, cum ar fi cea observată de către *Günther* care a constatat că la temperaturi joase vîscozitatea hidrogenului scade brusc, prin difracția undelor de Broglie. *Walter Maurice Elasser* (n. 1904) a remarcat că difracția undelor de Broglie trebuie să apară și în cazul ciocnirilor electronilor cu atomii liberi, ceea ce ar explica creșterea remarcabilă a parcursului liber al electronilor lenți, la trecerea prin gazele nobile.

ECUAȚIA LUI SCHRÖDINGER

Aprecierile pozitive ale lui Einstein au asigurat ideilor lui de Broglie o răspîndire relativ largă. Nu s-ar putea spune că marea majoritate a fizicienilor erau ferm convinși de existența acestor unde.

Trebuie să precizăm că „atmosfera" din fizică se schimbase radical în comparație cu cea de la începutul secolului al

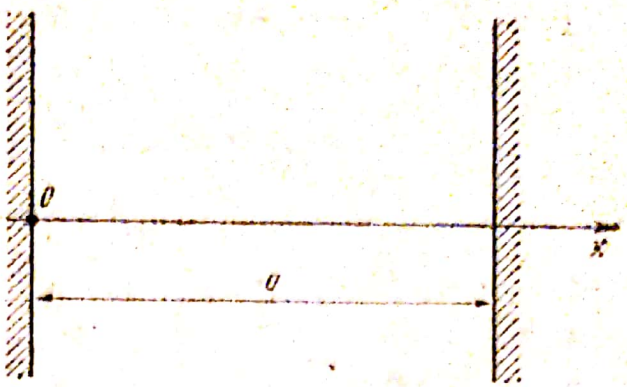
XX-lea. Fizicienii erau mult mai receptivi la noile idei, deoarece pe zi ce trecea devenea din ce în ce mai clar că lumea de la scara microscopică este guvernată de legi uneori total diferite de cele de la scara macroscopică. Sînt semnificative în acest sens comentariile lui Bohr. Astfel, după ce a audiat o comunicare a lui Wolfgang Pauli, autorul *principiului de excluziune* care îi poartă numele, și după ce a participat la discuțiile care au supus unei critici severe punctul său de vedere, Bohr a afirmat: *„Noi toți sîntem de acord că teoria prezentată de dumneavoastră este o trăznaie, o nebunie. Chestiunea asupra căreia nu am putut cădea de acord este dacă teoria dumneavoastră este suficient de nebuncască pentru a avea șansa să fie corectă?"*.

O afirmație similară a făcut-o și privitor la teoria electronilor, elaborată de Lorentz, conform căreia, teoria nefiind suficient de „nebuncască" nu a rezistat evoluției ulterioare a fizicii. Desigur, cititorul și-a dat seama că Bohr atribuia calificativul nebunesc, trăznit, la tot ceea ce nu era în spiritul fizicii clasice. Acest lucru apare foarte clar dacă ne referim la teoria electronilor, care prin spiritul ei era o teorie clasică în care mediile, în loc să aibă o structură continuă, erau discontinue fiind formate din particule cu sarcină pozitivă și negativă, denumite generic de Lorentz „electroni".

La sfîrșitul anului 1925, *Erwin Schrödinger* (1887—1961) a făcut cunoștință cu ideile lui de Broglie. Schrödinger a intuit imediat că dacă electronii ar reprezenta unde, atunci, întrucît undele înseamnă vibrații, iar vibrațiile în unele cazuri conduc la diferite moduri de vibrație caracterizate prin numere întregi atribuite unor parametri, se poate construi o teorie în care numerele cuantice introduse de teoria lui Bohr, cum ar fi, de exemplu, numărul întreg n care apare în condiția (68) de cuantificare privitoare la valorile momentului cinetic, pot fi introduse în mod natural, ceea ce ar putea explica liniile spectrale discrete emise de atomi, cum sînt, de exemplu, cele ale hidrogenului.

Esența raționamentelor lui Schrödinger apare mai clar dacă considerăm un exemplu, cum ar fi cazul unui electron care este obligat să se deplaseze în interiorul unei „cutii".

Fig. 92. Cutia „unidimensională"



Pentru început, vom considera cazul unei „cutii unidimensionale," adică presupunem că electronul se poate deplasa numai de-a lungul unei singure direcții între doi pereți verticali infinit de înalți, așezați la distanța a între ei (vezi fig. 92).

Din punctul de vedere al mecanicii clasice fenomenele sînt foarte simple. Electronul se poate deplasa cu orice viteză către un perete, de care se ciocnește. În continuare, se deplasează în sens invers cu aceeași viteză, și deci și energie, înspre celălalt perete unde suferă o nouă ciocnire, după care fenomenele se repetă identic (vezi fig. 93).

Energia electronului este, prin urmare, egală cu

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2} \cdot mv^2, \qquad (191)$$

în care p și v sînt impulsul, respectiv viteza.

Se observă că s-a utilizat expresia nerelativistă a energiei. Dealtfel, trebuie menționat că în cele ce urmează vom utiliza numai relațiile date de mecanica clasică. Ecuația lui Schrödinger este, din această cauză, nerelativistă.

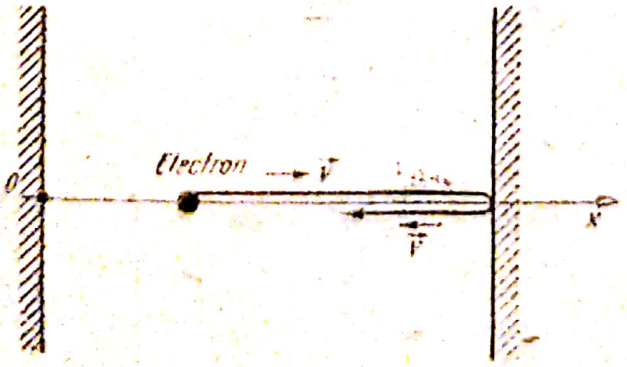


Fig. 93. Mișcarea electronului în cutia unidimensională în conformitate cu legile fizicii clasice

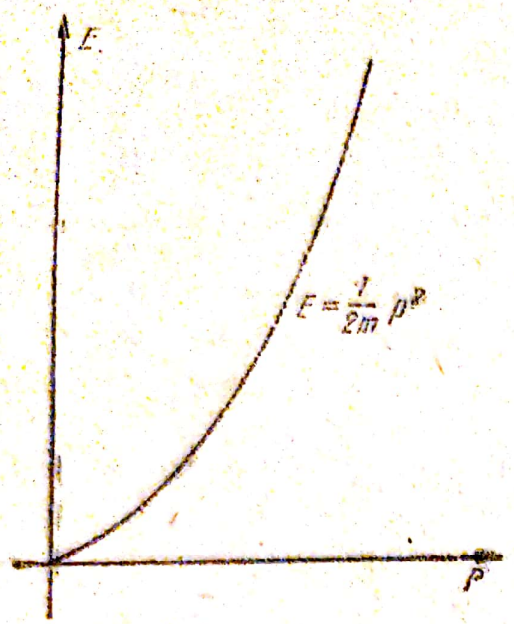


Fig. 94. Variația energiei în funcție de impuls, în conformitate cu legile fizicii clasice

Nu există nici o restricție impusă asupra energiei. Ea variază de la zero, corespunzătoare unei viteze nule, pînă la valori arbitrar de mari. În consecință, în funcție de impuls, energia are curba de variație din fig. 94.

Situația se modifică radical din punctul de vedere al teoriei cuantice. Asociem electronului o undă. Întrucît electronul nu poate să evadeze din „cutie", indiferent care ar fi natura undei asociate, amplitudinea ei trebuie să fie nulă în dreptul pereților. Această condiție este îndeplinită numai în cazul în care în interiorul „cutiei" se formează o undă staționară cu o asemenea lungime de undă încît dinstața a dintre pereți să cuprindă un număr întreg n de semilungimi de undă (vezi fig. 95), adică atunci cînd:

$$a = n \cdot \lambda/2, \qquad n = 1,\ 2,\ 3... \tag{192}$$

Se observă ușor că fenomenele care au loc în acest caz sînt identice cu cele corespunzătoare unei corzi vibrante.

Din relația (192) rezultă lungimea de undă

$$\lambda = \frac{2a}{n}, \qquad n = 1,\ 2,\ 3... \tag{193}$$

Între lungimea de undă λ și impulsul p există însă relația

$$\lambda = \frac{h}{p} \tag{194}$$

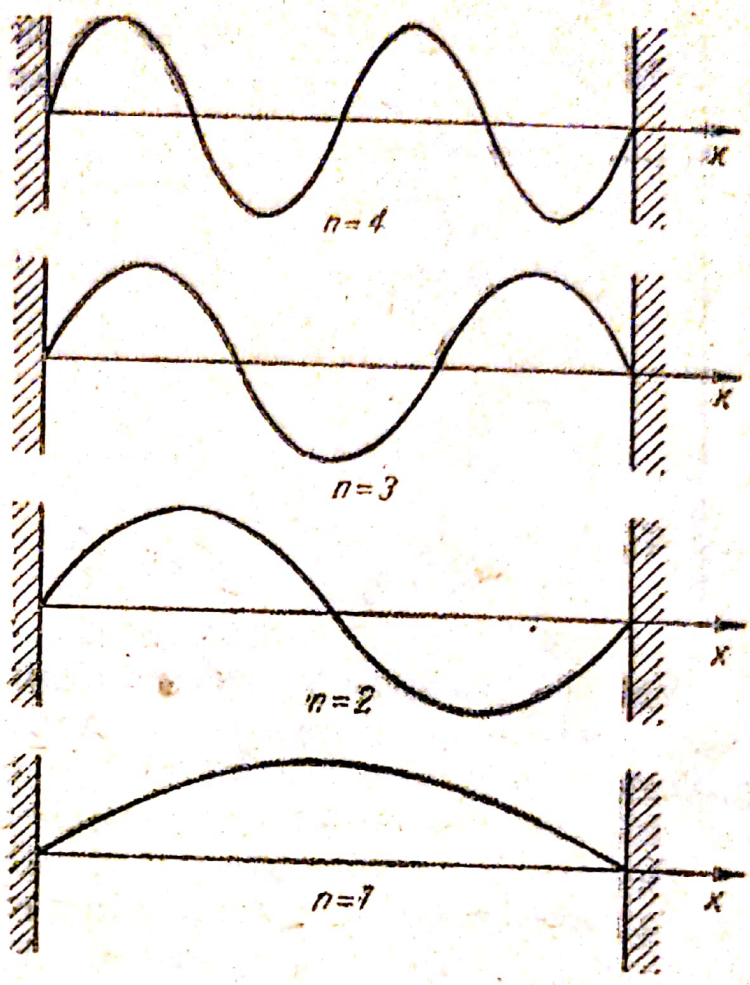


Fig. 95. Undele electronice staționare care se formează în interiorul cutiei unidimensionale

din care se obțin valorile permise ale impulsului

$$p_n = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2a} n, \qquad n = 1, 2, 3... \tag{195}$$

și în consecință și cele ale energiei

$$E_n = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} \cdot \frac{h^2}{4a^2} \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3... \tag{196}$$

Relația (196) arată că energia nu poate avea orice mărime, ci numai anumite valori care se obțin pentru $n = 1, 2, 3$ etc. De altfel, din această cauză, simbolurilor energiei și impulsului li s-au adăugat indicele n.

În consecință, graficul dependenței energiei în funcție de impuls reprezintă o serie de puncte care se situează pe curba dată de fizica clasică (vezi fig. 96).

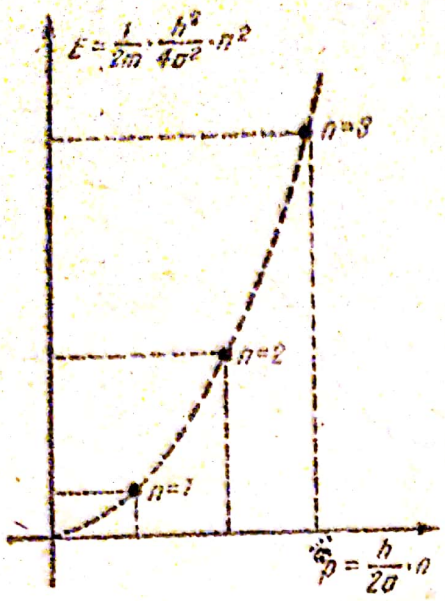


Fig. 96. Variaţia energiei în funcţie de impuls în conformitate cu teoria cuantică

Valorile permise ale energiei apar mai clar cu ajutorul diagramei nivelelor energetice. Această diagramă se obţine gradînd o axă verticală în unităţi de energie şi trasînd în dreptul valorilor permise cîte o linie orizontală (vezi fig. 97).

Din relaţia (196) se observă că valoarea minimă a energiei se obţine pentru $n = 1$, în care caz rezultă o mărime diferită de zero. Energia minimă a electronului nu este nulă. Existen-

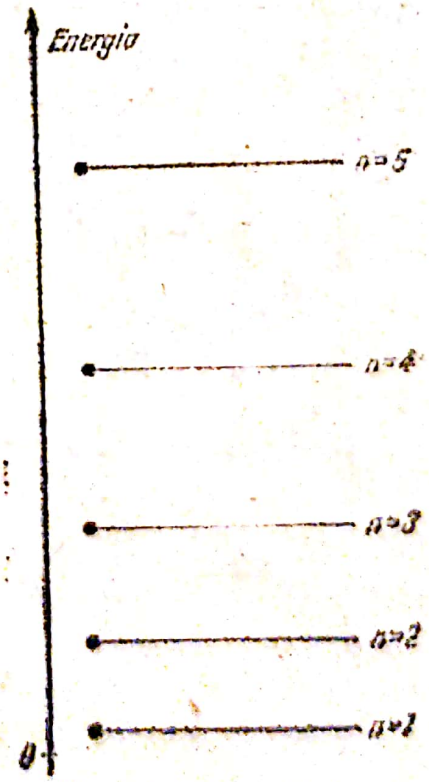
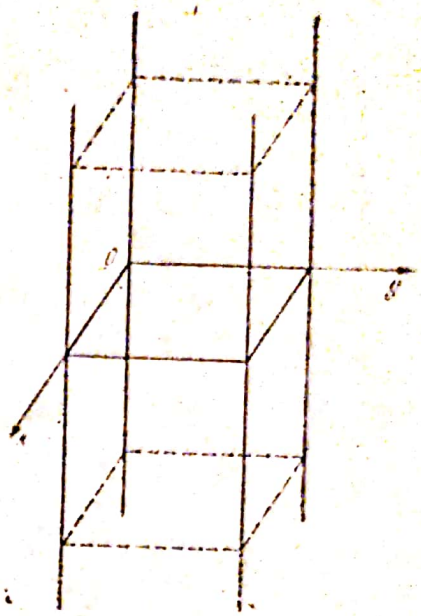


Fig. 97 Diagrama undelor energetice ale unui electron închis într-o cutie unidimensională

Fig. 98. Cutie bidimensională



ța acestei energii, denumită *energie de zero*, este impusă de un principiu general al teoriei cuantice, *principiul de nedeterminare*.

În continuare, considerăm cazul unei „cutii bidimensionale", adică presupunem că electronul se poate deplasa numai de-a lungul unui plan aflat între patru pereți verticali infinit de înalți, dispuși de-a lungul unui dreptunghi cu dimensiunile $a \times b$ (vezi fig. 98).

În acest caz, problema este analoagă cu cea a unei membrane elastice care este fixată în cadrul dreptunghiului decupat de cei patru pereți în planul de-a lungul căruia electronul se poate deplasa. Ca și la coarda vibrantă, se formează unde staționare numai în cazurile în care cele două dimensiuni ale dreptunghiului conțin un număr întreg de semilungimi de undă. Cîteva din modurile posibile de vibrație ale membranei sînt reprezentate în fig. 99.

Să considerăm că latura a este orientată de-a lungul axei Ox, iar latura b de-a lungul axei Oy (vezi fig. 100). Notăm cu n_x și cu n_y numărul de semilungimi de undă pe care îl conțin cele două laturi, adică

$$a = n_x \cdot \lambda/2, \quad b = n_y \cdot \lambda/2, \quad n_x = 1, 2, 3..., \quad n_y = 1, 2, 3... \tag{197}$$

Descompunem impulsul p al electronului în componentele p_x și p_y de-a lungul axei Ox, respectiv Oy adică

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 . \tag{198}$$

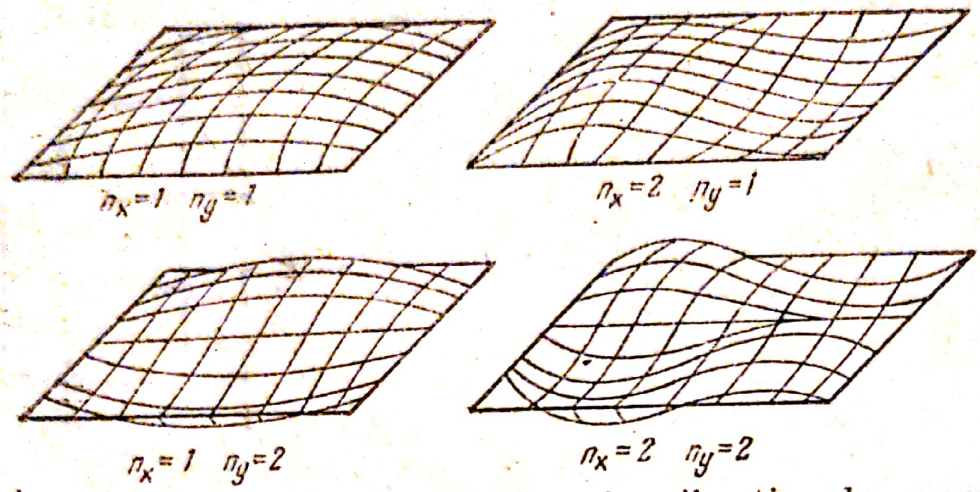


Fig. 99. Cîteva din modurile de vibrație ale unei membrane elastice fixate de-a lungul unui dreptunghi

Procedînd ca în cazul corzii vibrante se obține că

$$p_x = \frac{h}{2a} n_x, \qquad p_y = \frac{h}{2b} n_y, \tag{199}$$

de unde rezultă că energia are valoarea

$$E = \frac{1}{2m} \cdot p^2 = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{n_x^2}{a^2} + \frac{n_y^2}{b^2} \right). \tag{200}$$

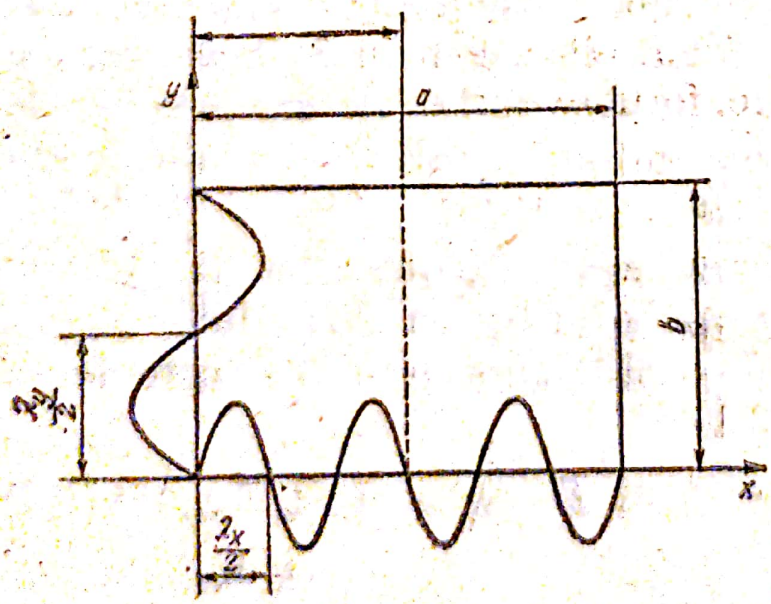
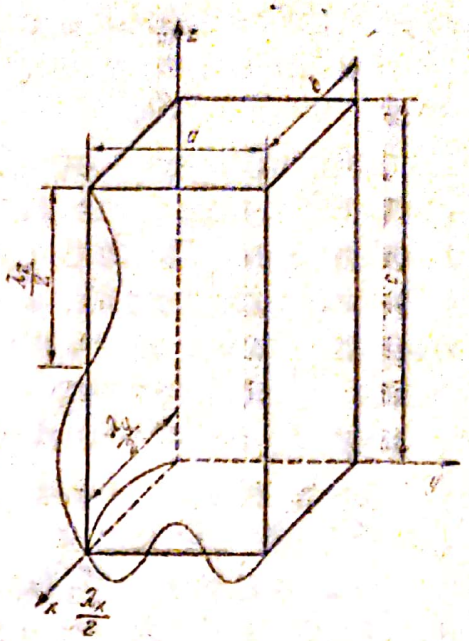


Fig. 100. Undele staționare care se formează în interiorul cutiei bidimensionale

Fig. 101. Cutie tridimensională și undele staționare care se formează în interiorul ei



Efectuînd raționamente analoage pentru cazul cutiei tridimensionale, adică pentru cazul unei cavități cu dimensiunile $a \times b \times c$ (vezi fig. 101), obținem că energia are valoarea

$$E = \frac{h^2}{8m}\left(\frac{n_x^2}{a^2} + \frac{n_y^2}{b^2} + \frac{n_z^2}{c^2}\right), \quad n_x = 1, 2, 3..., \quad (201)$$
$$n_y = 1, 2, 3...,$$
$$n_z = 1, 2, 3...$$

Louis de Broglie a asociat unei particule care se mișcă rectiliniu și uniform o undă pilot. Pentru ca o particulă să aibă o asemenea mișcare, forța exercitată asupra ei trebuie să fie nulă. Ce se întîmplă cu unda pilot atunci cînd asupra particulei acționează o forță? Aceasta a fost problema care l-a pasionat pe Schrödinger. Se pare că întrebarea a fost formulată de către Peter Debye în cursul unui colocviu consacrat acestei probleme, întrebare căreia nimeni nu i-a putut da pe atunci un răspuns.

Analogia dintre mecanica clasică și optica geometrică, stabilită de către Hamilton, l-a ajutat pe Schrödinger să rezolve această problemă. Astfel, unii fizicieni consideră că teoria cuantelor nu s-a născut în anul 1900 cînd Planck a introdus noțiunea de cuantă pentru a explica spectrul corpului

negru, ci cu șapte decenii mai înainte, cînd Hamilton a arătat că mișcarea unei particule poate fi înlocuită prin propagarea unei unde.

Schrödinger a considerat că forța care acționează asupra particulei este conservativă. Reamintim că o forță conservativa depinde numai de punct. Ea nu poate fi, de exemplu, o funcție de viteză. În cazul unui sistem în care acționează numai forțe conservative, energia totală E definită ca suma dintre energia cinetică și energia potențială U, se conservă, adică rămîne constantă în tot timpul mișcării.

În cazul în care forțele sînt conservative, este foarte comod să lucrăm cu energia potențială U. După cum se știe, diferența $U(B) - U(A)$ dintre energiile potențiale $U(B)$ și $U(A)$ din punctele B și A este egală cu lucrul mecanic, cu semn schimbat, efectuat pentru a deplasa particula din A în B, adică

$$U(B) - U(A) = -\mathcal{L}_{AB} = -\int_A^B F\,dx. \tag{202}$$

S-a presupus că deplasarea are loc de-a lungul axei Ox, din motive de simplitate. Diferența $U(B) - U(A)$ poate fi pusă sub forma

$$U(B) - U(A) = \int_A^B dU, \tag{203}$$

ceea ce înseamnă că

$$\int_A^B dU = -\int_A^B F\,dx. \tag{204}$$

Egalitatea (204) este satisfăcută dacă

$$dU = -F\,dx. \tag{205}$$

Rezultă că forța F este egală cu

$$F = -\frac{dU}{dx}, \tag{206}$$

adică cu derivata, cu semn schimbat, a energiei potențiale. Efectul forței este deci cuprins prin intermediul energiei potențiale.

După cum s-a arătat în paragraful consacrat analogiei dintre mecanica clasică și optica geometrică, mișcarea unei particule cu viteza v poate fi înlocuită prin propagarea unei unde cu viteza de fază

$$v_\varphi = \frac{K}{v} \tag{207}$$

în care K este o constantă de proporționalitate (vezi relația 153).

Viteza v a particulei se poate determina din relația

$$\frac{mv^2}{2} = E - U, \tag{208}$$

în care E este energia totală, iar U energia potențială, rezultînd

$$v = \sqrt{\frac{2}{m}(E - U)}. \tag{209}$$

Viteza de fază v_φ a undei este, prin urmare

$$v_\varphi = \frac{K}{\sqrt{\frac{2}{m}(E - U)}}. \tag{210}$$

În continuare vom calcula viteza de grup v_g. Așa după cum s-a arătat (vezi relația (142))

$$v_g = \frac{d\nu}{dk}. \tag{211}$$

Dar $k = 1/\lambda$, iar $\lambda = T \cdot v_\varphi = v_\varphi / \nu$ astfel încît

$$\frac{1}{v_g} = \frac{dk}{d\nu} = \frac{d}{d\nu}\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{d}{d\nu}\left(\frac{\nu}{v_\varphi}\right). \tag{212}$$

Se obține o altă formă a relației (211) dacă înmulțim atît numărătorul cît și numitorul cu constanta lui Planck h și avem în vedere că $E = h\nu$

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(h\nu)}\left(\frac{h\nu}{v_\varphi}\right) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}E}\left(\frac{E}{v_\varphi}\right). \tag{213}$$

Punem condiția ca viteza de grup a undei să fie egală cu viteza particulei, adică

$$\frac{1}{v_g} = \frac{1}{v}; \tag{214}$$

de unde rezultă, prin înlocuirea relațiilor (209) și (213)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}E}\left(\frac{E}{v_\varphi}\right) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m}(E-U)}} \tag{215}$$

sau

$$\frac{E}{v_\varphi} = \int \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m}(E-U)}}\,\mathrm{d}E = m\sqrt{\frac{2}{m}(E-U)} =$$

$$= \sqrt{2m(E-U)} \tag{216}$$

ceea ce înseamnă că

$$v_\varphi = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}. \tag{217}$$

Se observă că s-a obținut o relație identică cu (210) dacă constanta de proporționalitate K are valoarea $K = E/m$. De altfel, din această cauză, cînd s-a efectuat integrarea nu s-a adăugat nici o constantă.

Împărțind relația (217) prin ν se obține lungimea de undă

$$\lambda = \frac{v_\varphi}{\nu} = \frac{h}{\sqrt{2m(E-U)}}. \tag{218}$$

Rezultatul obținut reprezintă o generalizare a relațiilor lui de Broglie. Într-adevăr, în funcție de energia totală E și cea potențială U, impulsul p are valoarea

$$p = mv = \sqrt{m^2v^2} = \sqrt{2m(E - U)} \qquad (219)$$

obținîndu-se

$$\lambda = \frac{h}{p}, \qquad (220)$$

adică tocmai relația lui de Broglie. Să nu uităm însă că de Broglie a dedus relația (220) numai pentru cazul în care particula se deplasează rectiliniu și uniform, deci numai atunci cînd asupra ei nu acționează nici o forță. Aceeași relație (220), obținută de Schrödinger, este valabilă și în cazul în care asupra particulei acționează o forță conservativă.

Relația (220) arată că efectul forței constă într-o modificare continuă a lungimii de undă. Prezența forței determină deci ca unda asociată particulei să aibă o lungime de undă variabilă. Desigur, în aceste cazuri, lungimea de undă nu mai poate fi definită ca distanța cea mai mică de-a lungul căreia unda se autoreproduce spațial identic. Lungimea de undă trebuie corelată cu curbura pe care o are curba ce reprezintă variația spațială a perturbațiilor produse de undă. Într-adevăr, să considerăm două unde cu lungimi de undă inegale (vezi fig. 102). Se observă că unda cu lungimea de undă mai mică este mai puternic curbată. Unda cu lungimea de undă mai mare are o curbură mai mică. La limită, cînd lungimea de undă devine infinită, curbura este nulă, ceea ce înseamnă că în acest caz, curba de variație se transformă într-o linie dreaptă.

Să considerăm, pentru exemplificare, un electron care se deplasează de-a lungul axei Ox, în cazul în care energia potențială are curba de variație din fig. 103. Energia potențială este minimă în punctul O. Pe măsură ce electronul se

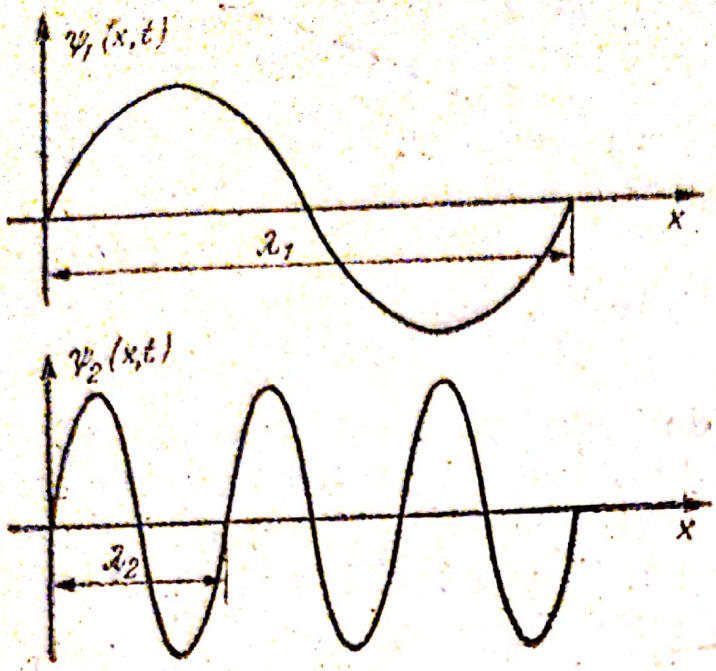


Fig. 102. Două unde cu lungimi de undă inegale

îndepărtează de punctul O, energia potențială crește la început foarte mult și apoi din ce în ce mai lent, pentru ca în final să păstreze o valoare constantă, la distanțe relativ mari. Se observă ușor că o asemenea curbă de variație a energiei potențiale corespunde cazului în care electronul se deplasează sub acțiunea unei forțe care îl atrage înspre punctul O. Într-adevăr, în punctul O, energia potențială este nulă, iar pentru a deplasa electronul din această poziție la o distanță oarecare, este necesar să cheltuim un lucru mecanic care contribuie la mărirea energiei potențiale.

La același rezultat se ajunge dacă se utilizează și relația (206) care arată că forța este egală cu derivata, cu semn schimbat, a energiei potențiale. Pentru porțiunea pozitivă a axei Ox, energia potențială este crescătoare, prin urmare

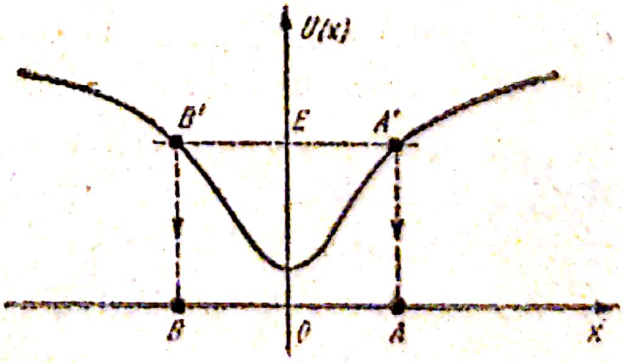


Fig. 103. Curba de variație a energiei potențiale în cazul mișcării sub acțiunea unei forțe de atracție

derivata este pozitivă, iar forța, fiind negativă, va fi îndreptată către punctul O. Raționamente analoage conduc la concluzia că și în porțiunea negativă a axei Oz forța este îndreptată, de asemenea, către punctul O.

Să presupunem că electronul are energia E mai mare decît energia minimă din punctul O, respectiv mai mică decît energia corespunzătoare distanțelor foarte mari. Din punctul de vedere al mecanicii clasice, electronul se poate deplasa de-a lungul axei Ox între punctele A și B, corespunzătoare punctelor A' și B' de intersecție a curbei de variație a energiei potențiale cu dreapta trasată în dreptul energiei E. Într-adevăr, în regiunile $x > x_A$ și $x < x_B$ energia cinetică E_c, egală cu diferența dintre energia totală E și energia potențială U, este negativă, ceea ce este inacceptabil, întrucît $E_c = mv^2/2$ este o mărime întotdeauna pozitivă. În punctul O, energia potențială a electronului este minimă, iar energia cinetică este maximă. Pe măsură ce electronul se îndepărtează de punctul O și se apropie de punctul A, energia sa potențială se mărește în detrimentul energiei cinetice, deoarece energia totală, egală cu suma celor două energii, trebuie să fie constantă. În punctul A, energia cinetică este nulă, iar energia potențială este maximă.

Să studiem această problemă și cu ajutorul ipotezei lui de Broglie completată de Schrödinger. Asociem electronului o undă cu lungimea de undă variabilă dată de relația (218), energia potențială avînd curba de variație din fig. 103.

De la început trebuie remarcat că electronul se deplasează într-o regiune limitată a spațiului. Este adevărat că limitele acestei regiuni nu sînt așa de „ferme" ca în cazul unei cutii, dar aceasta nu modifică esența problemei. Ca și în cazul electronului aflat „prizonier" într-o cutie, se formează unde staționare. Într-adevăr, să comparăm curbele de variație ale energiei potențiale în cele două cazuri.

Întrucît electronul se poate deplasa liber între pereții verticali din fig. 92, rezultă că în această regiune energia potențială este o constantă, pe care o alegem nulă. Electronul nu poate „sări" peste cei doi pereți infinit înalți. Trebuie deci să admitem că în dreptul lor energia potențială variază

prin salt, de la valoarea zero, la o valoare infinită. În dreptul pereților, derivata energiei potențiale este infinită, întrucît ea prezintă o variație prin salt. Rezultă că în aceste puncte asupra electronului acționează forțe infinit de mari, care îl obligă să rămînă în interiorul pereților, oricît de mare ar fi energia pe care ar avea-o. În cazul cutiei „unidimensionale", electronul se deplasează într-o „groapă" infinită de potențial, de formă dreptunghiulară (vezi fig. 104).

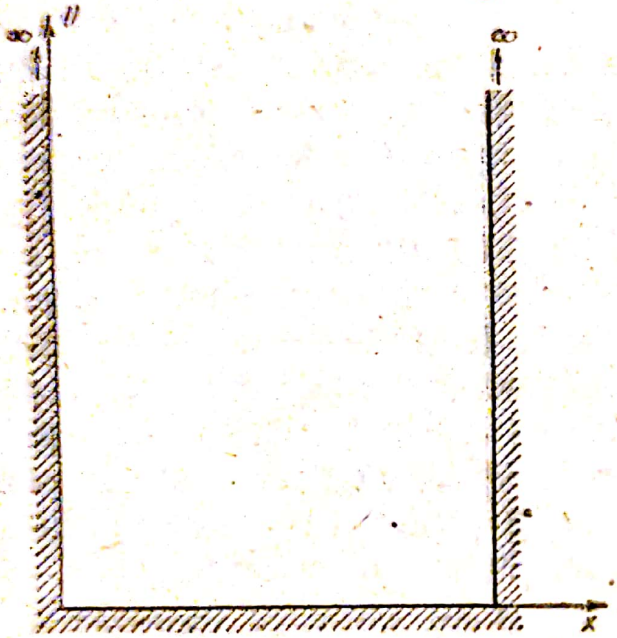


Fig. 104. Curba de variație a energiei potențiale în cazul cutiei unidimensionale

În cazul problemei considerate, electronul evoluează tot într-o groapă de potențial care are însă o adîncime finită și o altă formă decît cea dreptunghiulară. Deoarece în cazul cutiei „unidimensionale" se formează unde staționare, nu există nici un motiv ca și în cazul problemei considerate să nu se petreacă același fenomen. Prezența undelor staționare determină ca energia să aibă numai anumite valori discrete. Rezultă că putem să asociem electronului o undă numai în cazul în care energia sa are anumite valori pe care le notăm cu E_1, E_2, E_3 etc. Admitem că am reușit să determinăm printr-o metodă oarecare, care sînt valorile acestor energii.

Considerăm, pentru început, cazul în care electronul are energia E_1. Trasînd o linie orizontală în dreptul valorii E_1 a energiei, obținem punctele A_1 și B_1, între care electronul

se poate deplasa în conformitate cu legile fizicii clasice. Lungimea de undă este dată de relația

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(E_1 - U)}}. \qquad (221)$$

Energia potențială este variabilă, prezentînd valoarea minimă în punctul O, respectiv maximă în punctele A_1 și B_1. Rezultă că lungimea de undă are valoarea minimă în punctul O, apoi începe să crească treptat, pînă cînd în punctele A_1 și B_1 devine infinită. S-a arătat că, cu cît lungimea de undă este mai mică, cu atît curbura curbei care reprezintă variația spațială a perturbațiilor este mai mare. În consecință, „profilul" undei prezintă curbura maximă în dreptul punctului O. Pe măsură ce ne îndepărtăm de O și ne apropiem de punctele A_1 și B_1, curbura devine din ce în ce mai mică. În punctele A_1 și B_1, lungimea de undă este infinită, ceea ce înseamnă că curba trebuie să tindă către o linie dreaptă. Profilul undei ar trebui să arate deci ca în fig. 105. Se observă că s-a obținut o undă staționară analoagă cu cea care se formează de-a lungul unei corzi vibrante în situația în care lungimea ei este egală cu o „semilungime de undă".

Dacă repetăm operațiile pentru cazul în care energia electronului are valorile E_2 și E_3, se obțin undele din

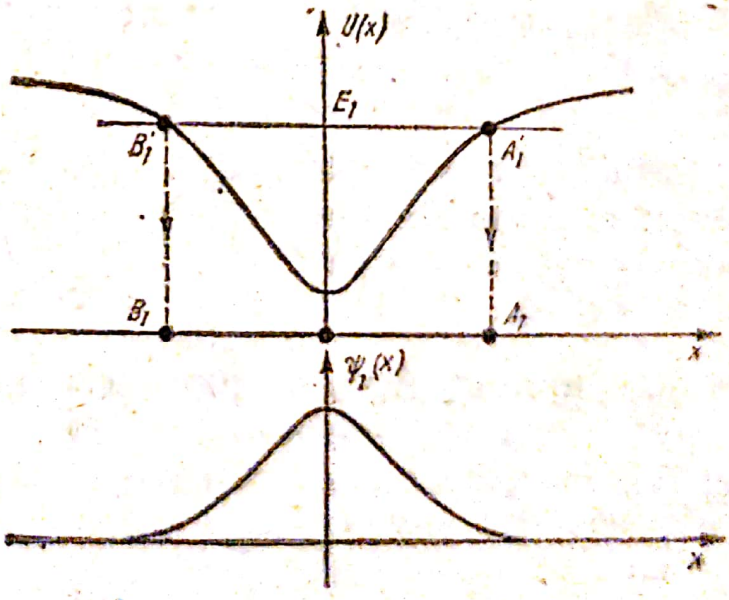


Fig. 105. Unda asociată electronului în cazul în care energia sa are valoarea E_1

fig. 106 și 107. Undele din acele figuri avînd un nod, respectiv două noduri, sînt asemănătoare cu undele care se formează de-a lungul unei corzi vibrante în situațiile în care lungimea ei cuprinde două, respectiv trei „semilungimi de undă".

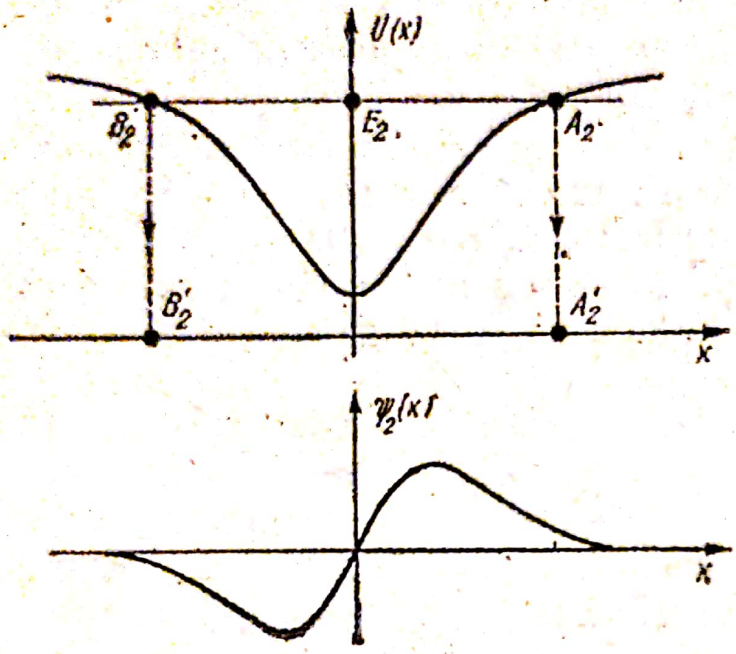


Fig. 106. Unda asociată electronului în cazul în care energia sa are valoarea E_2.

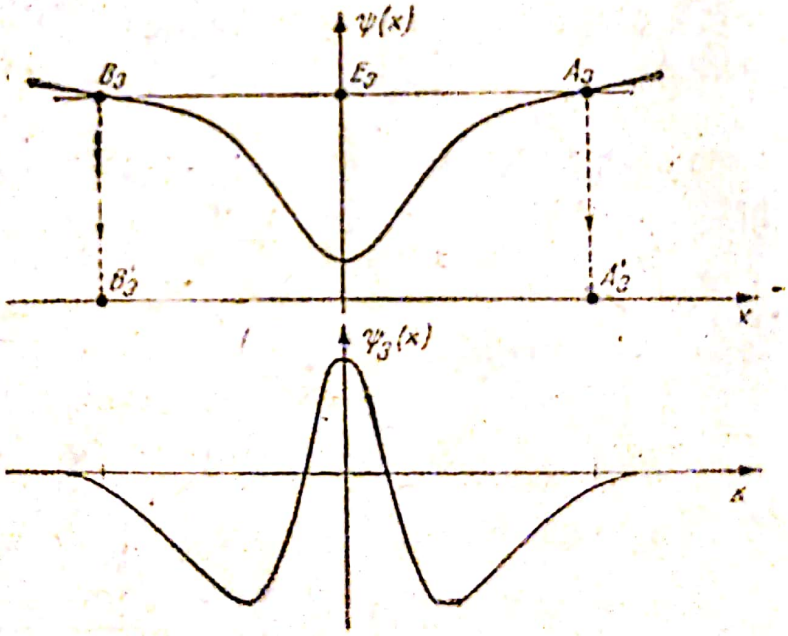
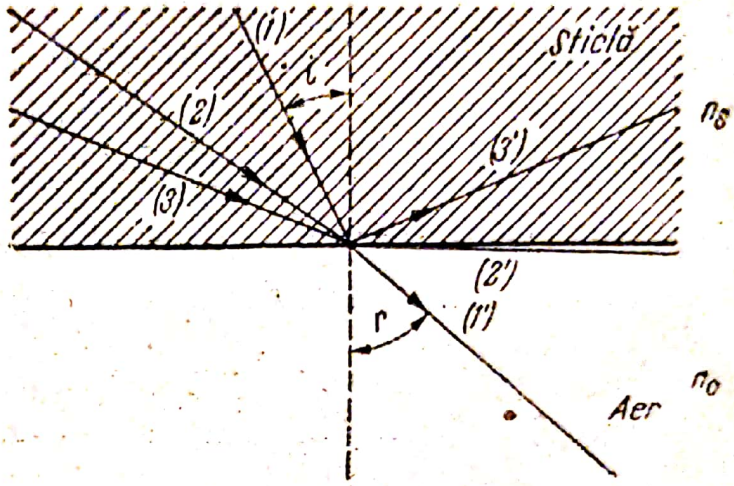


Fig. 107. Unda asociată electronului în cazul în care energia sa are valoarea E_3

Examinînd figurile 105—107, constatăm că undele nu se anulează în dreptul punctelor A_1, B_1, respectiv A_2, B_2 și A_3, B_3, ci pătrund pe o porțiune foarte mică în regiunile interzise din punctul de vedere al fizicii clasice, regiune în care sînt puternic amortizate.

Acest fenomen, care este caracteristic undelor, își are corespondentul în fizica clasică, de exemplu, în optică. Să considerăm fenomenul de reflexie totală a luminii. După cum se știe, acest fenomen apare în cazul în care o rază de lumină trece dintr-un mediu mai dens într-unul mai puțin dens, de exemplu, din sticlă în aer (vezi fig. 108).

Fig. 108. Reflexia totală a luminii



(1)-(1') = refracție
(2)-(2') = reflexie totală limită
(3)-(3') = reflexie totală

Legea Snell arată că $\sin i : \sin r = n_0 : n_s$ în care n_0 și n_s reprezintă indicii de refracție ai aerului, respectiv sticlei. Putem să considerăm că indicele de refracție al aerului este egal cu cel al vidului, deci $n_0 = 1$. Rezultă $\sin i : \sin r = 1 : n_s$, din care se obține că $\sin r = n_s \sin i$. Întrucît $n_s > 1$, pentru unghiuri de incidență i suficient de mari se poate întîmpla ca produsul $n_s \sin i > 1$, deci $\sin r > 1$, ceea ce nu are sens, deoarece funcția trigonometrică sinus este întotdeauna mai mică decît unitatea. Rezultă că în aceste cazuri refracția nu poate avea loc și în consecință unda incidentă este total reflectată.

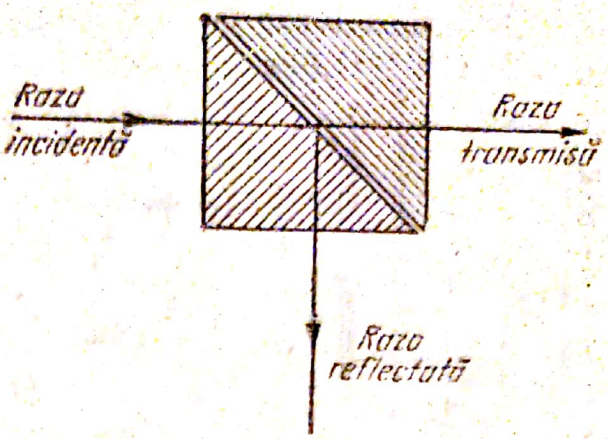
Unghiul de incidență pentru care este îndeplinită egalitatea $n_s \sin i = 1$ deci pentru care unghiul de refracție r este egal cu $\pi/2$ se numește *unghi limită*. În concluzie, pentru unghiuri de incidență mai mari decît unghiul limită apare fenomenul de reflexie totală.

Să considerăm o rază de lumină care cade sub un unghi de incidență mai mare decît cel limită. Apare fenomenul de reflexie totală, caracterizat prin absența razei refractate. Oare raza incidentă nu pătrunde în interiorul celui de-al doilea mediu? Analiza efectuată cu ajutorul principiului lui Huygens, similară cu cea expusă în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?* p. 93, ne arată că totuși raza incidentă pătrunde în cel de-al doilea mediu mai puțin dens, „interzis", de-a lungul unei distanțe egale cu cîteva lungimi de undă. Această pătrundere poate fi pusă în evidență cu ajutorul unei experiențe efectuate de Newton. Schema experienței este reprezentată în fig. 109. O rază de lumină cade pe un ansamblu format din două prisme, confecționate din materiale identice. Dacă îndepărtăm prisma din dreapta, raza incidentă este total reflectată de-a lungul unei direcții perpendiculare. În consecință, intensitatea razei transmise care se propagă de-a lungul direcției razei incidente este nulă, ceea ce demonstrează că undele luminoase nu pot pătunde în regiunea corespunzătoare în care se află aer. Să aducem înapoi cea de-a doua prismă și să o fixăm cît mai strîns de prima. În acest caz, situația se inversează: intensitatea razei reflectate este nulă, iar cea a razei transmise este maximă. Dacă se îndepărtează pe o distanță foarte mică cele două prisme astfel încît între ele să se formeze un strat de aer, se constată că atît raza reflectată cît și raza transmisă au intensități diferite de zero. În funcție de grosimea stratului de aer, se poate modifica raportul intensităților celor două raze. Raza transmisă poate să se formeze numai dacă undele luminoase pătrund în regiunea interzisă formată din stratul de aer dintre cele două prisme. Această experiență demonstrează deci că undele luminoase au capacitatea de a pătrunde într-o regiune care le este interzisă. Întrucît intensitatea undei transmise se micșorează mult cu mărirea grosimii stratului de aer, rezultă că în regiunea interzisă undele luminoase se amortizează puternic. Acest fenomen a fost denumit de Newton *reflexie totală frustrată*.

În continuare, vom verifica că într-adevăr energia electronului nu poate fi, nici puțin mai mare, nici puțin mai

Scanned with OKEN Scanner

Fig. 109. Experiența care arată că în cazul reflexiei totale lumina pătrunde pe o distanță mică într-o regiune interzisă



mică decît E_1. Să presupunem că energia electronului devine puțin mai mică. Punctele A_1 și B_1 suferă o ușoară „comprimare" de-a lungul direcției orizontale, pentru a se adapta noii regiuni mai înguste. În acest scop, repetăm operațiile, începînd din punctul O. Cînd ajungem în vecinătatea punctelor A_1 și B_1 constatăm că nu se mai obține o undă care se amortizează rapid în regiunea interzisă din punctul de vedere al fizicii clasice, ci care s-ar putea să tindă către infinit, ceea ce este evident inacceptabil. Rezultă că electronul nu poate avea o energie puțin mai mică sau puțin mai mare decît E_1, ci chiar energia E_1.

Noțiunea fundamentală cu care operează optica geometrică este *raza* de lumină, care se propagă de-a lungul unei linii drepte și care suferă fenomenul de reflexie și de refracție atunci cînd trece dintr-un mediu într-altul. Raza de lumină se formează atunci cînd dintr-un fascicul luminos delimităm o porțiune a acestuia cu ajutorul unor diafragme prevăzute cu orificii. Utilizînd orificii din ce în ce mai mici, s-ar părea că am putea obține o rază de lumină cu o secțiune foarte mică, care, din acest motiv, s-ar putea reprezenta sub forma unei linii geometrice.

În realitate acest proces de formare a unei raze de lumină este limitat de fenomenul de difracție. Așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?* p. 151, un fascicul paralel de lumină, după ce a străbătut un orificiu cu diametrul D, se transformă într-un fascicul divergent, caracterizat prin unghiul $\theta \simeq \lambda/D$ (vezi fig. 110). Doar în cazul în care $\lambda = 0$, se poate obține o rază de lumină sub

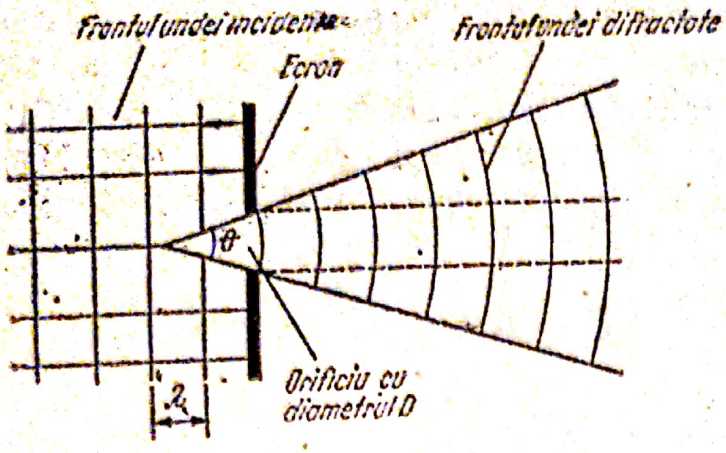


Fig. 110. Difracția produsă de un ecran cu un orificiu circular

forma unei linii geometrice. Raza de lumină este deci un concept idealizat și nu o realitate fizică. Optica geometrică este, prin urmare, un caz limită al opticii ondulatorii, corespunzător situațiilor în care lungimea de undă este infinit mică.

În consecință, dacă studiem un proces ondulatoriu, cu ajutorul legilor opticii geometrice, obținem numai o „imagine grosieră" a acestuia. Dacă dorim însă să ne formăm o imagine cît mai apropiată de realitate, este necesar să aplicăm legile opticii ondulatorii. Astfel, cu ajutorul legilor opticii geometrice nu putem să studiem fenomenele de interferență și de difracție, caracteristice proceselor ondulatorii.

Avînd în vedere că pe de o parte optica geometrică este analoagă cu mecanica clasică și că, pe de altă parte, optica geometrică este un caz limită al opticii ondulatorii, rezultă că și mecanica clasică trebuie să fie un caz limită al unei noi mecanici — *mecanica ondulatorie*. Relațiile dintre aceste domenii sînt, prin urmare,

optica ondulatorie	←——→	*mecanica ondulatorie*
↓		↓
optica geometrică	←——→	*mecanica clasică*

Pe baza acestei idei, Schrödinger și-a propus să construiască o nouă mecanică, mecanica ondulatorie, care să cuprindă ca un caz limită mecanica clasică. Optica ondulatorie

este fundamentată pe principiul lui Huygens care afirmă că un punct excitat de o undă devine, la rîndul său, sursa unor unde secundare care se propagă în toate direcțiile (vezi lucrarea *Lumina — undă electromagnetică?* p. 86). Din punct de vedere matematic, principiul lui Huygens conduce

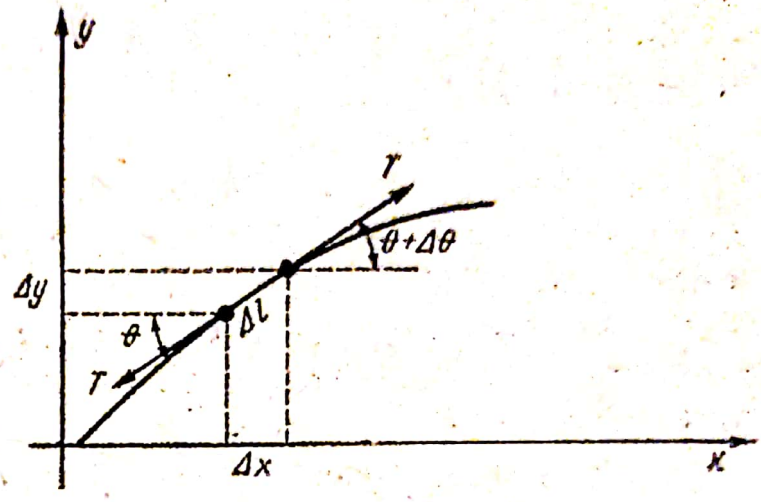


Fig. 111. Deducerea ecuației undelor

la o ecuație cu derivate parțiale, care a căpătat denumirea de *ecuația undelor*.

În cele ce urmează, vom deduce această ecuație, în cazul particular al unei corzi vibrante, deoarece fenomenele sînt mai ușor de urmărit. Considerăm deci o coardă vibrantă care, datorită unei perturbații oarecare, are forma din fig. 111 și ne fixăm atenția asupra unui element de lungime Δl al acesteia. Notăm cu ρ_l densitatea liniară, adică masa unității de lungime a corzii. În consecință, masa elementului Δl este egală cu $\rho_l \cdot \Delta l$. Asupra celor două extremități ale elementului Δl acționează tensiunile T, care datorită curbării corzii fac unghiuri diferite cu axa orizontală. Notăm aceste unghiuri cu θ respectiv $\theta + \Delta\theta$. În conformitate cu legea a doua a mecanicii, mișcarea elementului Δl, de-a lungul axei Oy verticale este dată de ecuația

$$T \sin(\theta + \Delta\theta) - T \sin\theta = \rho_l \Delta l \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \qquad (222)$$

în care $\partial^2 y/\partial t^2$ reprezintă accelerația. S-a utilizat simbolul derivatei parțiale de ordinul doi, întrucît, în general, pertur-

baţia y a corzii depinde atît de timp cît şi de coordonata x, adică $y = y(x, t)$.

Întrucît unghiul θ este mic, putem să considerăm aproximativ că:

$$\sin \theta \simeq \theta = \frac{\Delta y}{\Delta x},$$

$$\sin(\theta + \Delta\theta) \simeq \theta + \Delta\theta \simeq \frac{\Delta y}{\Delta x} + \frac{\partial}{\partial x}(\Delta\theta)\,\Delta x \cong \frac{\Delta y}{\Delta x} + \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\,\Delta,$$

$$\Delta l = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y} \simeq \Delta x, \tag{223}$$

astfel încît ecuaţia (223) devine

$$T \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\,\Delta x = \rho_l \cdot \Delta x \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \tag{224}$$

Această relaţie poate fi pusă sub forma

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{T}{\rho_l} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}. \tag{235}$$

Semnificaţia factorului T/ρ_l poate fi obţinută dacă considerăm că de-a lungul corzii se propagă unda

$$y(x, t) = A \cos 2\pi\nu(t - x/v_\varphi). \tag{226}$$

Efectuînd cele două derivate parţiale de ordinul II şi înlocuindu-le în relaţia (225) obţinem că factorul T/ρ_l reprezintă pătratul vitezei de fază, adică

$$v_\varphi^2 = \frac{T}{\rho_l}. \tag{227}$$

Ecuaţia (225) devine deci

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = v_\varphi^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}. \tag{228}$$

Scanned with OKEN Scanner

S-a obținut, astfel, ecuația undelor. Menționăm că această ecuație, dedusă în cazul particular al corzii vibrante; are o valabilitate generală, descriind particularitățile oricărui proces ondulatoriu indiferent de natura sa.

Mecanica ondulatorie pe care Schrödinger și-a propus să o construiască, trebuia să fie fundamentată pe o ecuație analoagă. Pentru a deduce această ecuație, Schrödinger nu avea la dispoziție decît niște analogii, pe care le-a utilizat în mod magistral.

Ce formă capătă această ecuație în cazul în care mediul prin care se propagă undele este mărginit? În acest caz se formează unde staționare care sînt descrise de ecuația (187). Pentru a respecta notația introdusă de Schrödinger, considerăm că undele staționare au ecuația:

$$y(x, t) = \psi(x) \sin 2\pi\nu t, \tag{229}$$

în care $\psi(x)$ reprezintă amplitudinea lor.

Să efectuăm derivatele parțiale în raport cu t:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = 2\pi\nu \cdot \psi(x) \cos 2\pi\nu t,$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -(2\pi\nu)^2 \cdot \psi(x) \sin 2\pi\nu t, \tag{230}$$

precum și cele în raport cu x:

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{d\psi}{dx} \sin 2\pi\nu t$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{d^2\psi}{dx^2} \sin 2\pi\nu t, \tag{231}$$

După ce înlocuim relațiile (230) și (231) în (228) și simplificăm factorul $\sin 2\pi\nu t$ se obține

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{4\pi^2\nu^2}{v_\varphi^2} \psi(x) = 0. \tag{232}$$

Scanned with OKEN Scanner

Dar $v_\varphi = \lambda\nu$ astfel încît ecuația (232) devine

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cdot \psi(x) = 0. \tag{233}$$

Lungimea de undă este $\lambda = h/p$, iar impulsul $p = mv$ se obține din expresia energiei cinetice $1/2 \cdot mv^2 = E - U$ din care se obține $p = \sqrt{2m(E - U)}$. Rezultă

$$\lambda^2 = h^2/p^2 = h^2/2m \cdot (E - U). \tag{234}$$

Înlocuind relația (234) în (233) se obține

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - U) \cdot \psi(x) = 0, \tag{235}$$

care reprezintă faimoasa ecuație a lui Schrödinger.

În teoria ecuațiilor diferențiale se demonstrează că ecuația (235) admite soluții numai în cazurile în care energia E are anumite valori, denumite valori proprii. Datorită acestui fapt, ecuația lui Schrödinger conduce automat la cuantificarea energiei.

Energia nu este cuantificată în cazul în care particula se poate deplasa liber în tot spațiul. Deoarece asupra particulei nu acționează nici o forță, rezultă că energia potențială este constantă în tot spațiul. În particular, această constantă poate fi chiar zero. Se observă ușor că ecuația (235) pentru $U = 0$, adică ecuația $d^2\psi/dx^2 + 8\pi^2 mE/h^2 \cdot \psi(x) = 0$ admite soluții de forma $\psi(x) = A \sin 2\pi kx$, în care k este numărul de undă, pentru orice valoare a energiei E. Într-adevăr, dacă se efectuează derivata de ordinul II și se înlocuiește în ecuația lui Schrödinger corespunzătoare acestui caz, se obține $k = \sqrt{2mE}/h$, Dar $k = 1/\lambda$, iar $p = \sqrt{2mE}$. Rezultă $\lambda = h/p$, adică relația obținută de Louis de Broglie. Acest rezultat era de așteptat întrucît, dacă spațiul în care se poate deplasa particula este infinit extins, atunci nu se mai formează unde staționare, ceea ce înseamnă că lungimea de undă, precum și impulsul și energia pot avea orice valori.

Scanned with OKEN Scanner

Să analizăm mai atent „demonstrația" ecuației lui Schrödinger. Constatăm că toate etapele ei se bazează pe simple analogii și nimic mai mult. Nimic din analiza pe care Schrödinger a efectuat-o nu constituie o demonstrație riguroasă. Și totuși, această metodă i-a permis lui Schrödinger să obțină una din cele mai „productive" ecuații din toate domeniile fizicii.

Ceea ce mărește și mai mult meritul lui Schrödinger este că în perioada în care a stabilit ecuația care îi poartă numele nu avea nici cea mai mică idee despre semnificația fizică a funcției pe care a notat-o cu litera ψ și care a căpătat denumirea de *funcție de undă*. De altfel, din această cauză, Schrödinger a utilizat pentru notarea ei litera ψ, literă care cu foarte puține excepții nu fusese folosită pînă atunci. Începînd de la Schrödinger nu există însă nici o lucrare consacrată fizicii moderne în care să nu intervină litera ψ.

Ecuația (235) nu conține timpul. Din această cauză ea ne permite calculul amplitudinilor $\psi(x)$ ale funcțiilor de undă corespunzătoare condițiilor staționare adică numai în cazurile în care fenomenele nu depind de timp. Menționăm că ecuația (235) este o formă particulară a unei ecuații mai generale, în care intervine și timpul t. Cu ajutorul acestei ecuații putem să determinăm forma generală a funcției de undă $\Psi(x, t)$ care depinde atît de coordonatele spațiale, cît și de timp și care, prin urmare, poate să descrie și fenomenele nestaționare.

Trebuie să mai adăugăm că, în general, soluția ecuației lui Schrödinger este o funcție complexă care are, prin urmare, atît o parte reală cît și o parte imaginară, ceea ce i-a pus în mare încurcătură pe fizicieni. Este adevărat că începînd de la Fresnel, fizicienii utilizau mărimile complexe pentru studiul fenomenelor ondulatorii. Utilizarea numerelor complexe reprezenta doar un simplu instrument de calcul, întrucît rezultatele finale erau niște funcții reale. În cazul ecuației lui Schrödinger, funcția de undă care se obține, deci rezultatul final, este o funcție complexă. Ca semnificație fizică se poate da acestei funcții în care intervine mărimea $i = \sqrt{-1}$ care, așa după cum arată și nu-

mele, este „imaginară", adică este lipsită de suport fizic? Schrödinger a lăsat această problemă deschisă.

Ecuația lui Schrodinger mai ridică o problemă. Procesele cuantice sînt prin excelență discontinue, caracterizîndu se prin salturi. Să ne referim, de exemplu, la atomul lui Bohr. Din mulțimea orbitelor permise, electronul și le alege numai pe acelea pentru care momentul său cinetic reprezintă un număr întreg de constante a lui Planck împărțite prin 2π. Atunci cînd atomul emite radiații electromagnetice, electronul său execută salturi între diferitele orbite permise. Să considerăm și un alt exemplu, nu din „Fizica substanței", ci din „Fizica radiației". Așa după cum a arătat Planck, corpul negru nu radiază energie în mod continuu, ci în „porții", adică în cuante. Planck introduce astfel, ideea discontinuității acolo unde nimeni nu se aștepta. Nu numai masa, nu numai electricitatea, dar și energia prezintă o structură granulară.

Schrödinger, prin ecuația pe care a postulat-o, și-a propus să „înarmeze" pe fizicieni cu o modalitate de studiu a proceselor cuantice discontinue. Însă ecuația sa este prin excelență continuă. Într-adevăr, ea reflectă propagarea continuă a unei unde.

Cu cîteva luni înainte de apariția primului articol a lui Schrödinger, *Werner Heisenberg* (n. 1901) a publicat o lucrare în care abordează aceeași problemă a studierii fenomenelor de la scara atomică, însă pe o cale total diferită. (Primul articol al lui Schrödinger a apărut la începutul anului 1926, iar cel al lui Heisenberg la sfîrșitul anului 1925). Heisenberg utilizează, ca instrument matematic, calculul matricial, din care cauză mecanica fundamentată de el se numește *mecanica matricială*. Este interesant de menționat că așa după cum relatează Max Born, Heisenberg și-a elaborat singur aparatul matematic, constatînd apoi, ulterior, că, de fapt, a redescoperit calculul matricial, calcul care fusese fundamentat de către matematicianul George Cayley. Matricele, care reprezintă niște tablouri de numere discrete, li se păreau fizicienilor mult mai potrivite pentru descrie-

rea mișcării electronilor pe orbitele permise decît funcțiile continue care interveneau în ecuația lui Schrödinger.

Pînă cînd s-a reușit să se determine care este semnificația fizică a funcției de undă și pînă cînd s-a demonstrat că mecanica ondulatorie este, din punct de vedere fizic, similară cu mecanica matricială, ecuația lui Schrödinger apărea fizicienilor din acea perioadă ca o „scamatorie". Este binecunoscut numărul prin care un scamator scoate dintr-o pălărie goală un iepure viu. Tot așa, cu ajutorul ecuației lui Schrödinger se puteau obține rezultate corecte verificate experimental, însă calea utilizată rămînea învăluită în mister, tot așa cum nu ne putem da seama de unde a apărut iepurele în pălărie, bineînțeles dacă scamatorul își execută rolul la perfecție.

În cele ce urmează vom considera, ca exemplu, un oscilator armonic pe care îl vom studia cu ajutorul ecuației lui Schrödinger. Oscilatorul este compus dintr-un corp de masă m, legat la extremitatea unui resort. Corpul se poate deplasa fără frecare de-a lungul axei Ox (vezi fig. 112). Alegem originea O în punctul de echilibru.

Un resort, atunci cînd este întins sau comprimat, caută să revină în poziția de echilibru, exercitînd o forță propor-

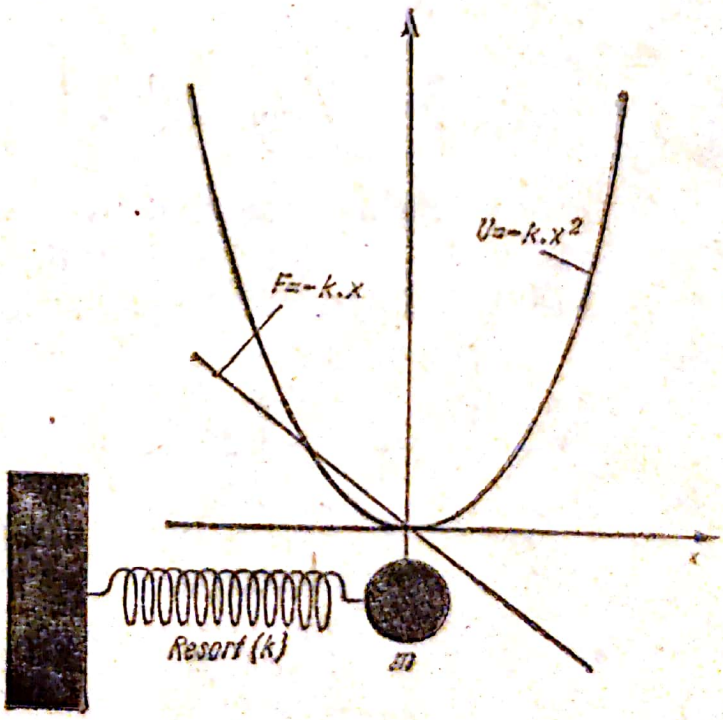


Fig. 112. Oscilator armonic

ţională cu variaţia lungimii sale. În consecinţă, dacă corpul este deplasat într-un punct oarecare din regiunea pozitivă a axei Ox, caracterizat prin abscisa x atunci resortul va acţiona asupra lui cu forţa $F = -kx$, în care k este un coeficient de proporţionalitate. Semnul minus se datoreşte faptului că forţa este îndreptată în sensul negativ al axei Ox. Aceeaşi relaţie este valabilă şi în cazul în care resortul este comprimat. Într-adevăr, în acest caz forţa fiind îndreptată în sensul pozitiv al axei Ox, este pozitivă. Abscisa este însă negativă, astfel încît produsul kx este pozitiv.

Forţa exercitată de resort are deci expresia:

$$F = -kx. \tag{236}$$

În conformitate cu legea a II-a a mecanicii $F = ma$, ecuaţia de mişcare a oscilatorului este

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0, \tag{237}$$

care admite soluţia

$$x(t) = A\sin(\omega t + \varphi) = A\sin(2\pi\nu t + \varphi), \tag{238}$$

în care A este amplitudinea, iar φ faza iniţială. Înlocuind relaţia (238) în (237) se obţine că frecvenţa de oscilaţie are valoarea

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\cdot\sqrt{\frac{k}{m}}. \tag{239}$$

Pentru calculul energiei potenţiale U, alegem punctul de referinţă în care, prin definiţie, considerăm $U = 0$, în punctul de echilibru O. În consecinţă, energia potenţială are expresia

$$U = -\int_0^x F dx = \int_0^x kx = kx^2/2. \tag{240}$$

Trebuie deci să rezolvăm ecuaţia (235) pentru U dat de relaţia (240), adică ecuaţia

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{h^2}{8\pi^2 m}\left(E - \frac{1}{2}kx^2\right)\psi(x) = 0. \tag{241}$$

Rezolvarea acestei ecuații diferențiale nu este prea simplă. Nu vom intra în detaliile operațiilor matematice deoarece din punct de vedere fizic ele nu aduc nimic nou, ci vom prezenta numai rezultatele: Ecuația (241) admite soluții numai în cazurile în care energia E are valorile date de relația

$$E = h\nu\,(n + 1/2), \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots, \tag{242}$$

în care n este un parametru ce poate avea numai valori întregi și pozitive, inclusiv valoarea zero.

Soluțiile ecuației diferențiale sînt:

$$\begin{aligned} &- \text{pentru } n = 0,\ \psi(x) = C_0 e^{-x^2/2};\\ &- \text{pentru } n = 1,\ \psi(x) = C_1 2x\, e^{-x^2/2};\\ &- \text{pentru } n = 2,\ \psi(x) = C_2(2x^2 - 1)\, e^{-x^2/2}. \end{aligned} \tag{243}$$

Aceste funcții sînt reprezentate în fig. 113, iar nivelurile energetice în fig. 114.

Relația (242) arată că oscilatorul poate avea numai anumite valori ale energiei. Ea exprimă deci condiția de cuantificare a energiei oscilatorului. Energia minimă se obține pentru $n = 0$, în care caz $E_0 = 1/2 \cdot h\nu$. Se remarcă, de

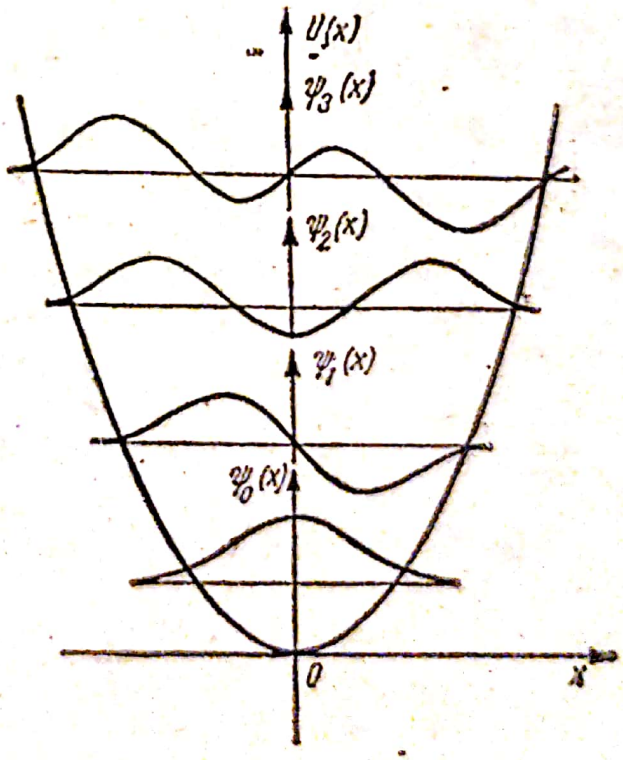


Fig. 113. Funcțiile de undă care se obțin în cazul oscilatorului armonic

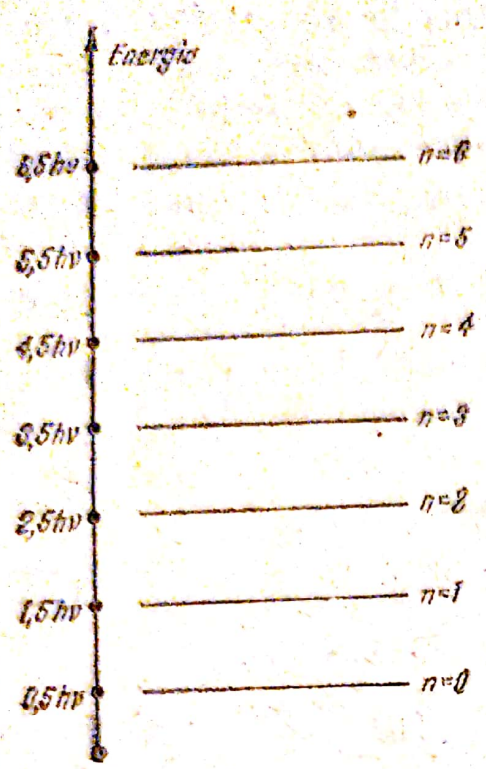


Fig. 114. Nivelele energetice ale oscilatorului armonic

asemenea, că energia minimă sau de zero nu este nulă. Se confirmă, astfel, concluzia conform căreia atunci cînd o particulă este obligată să se deplaseze într-o regiune limitată a spațiului, energia sa minimă trebuie să fie diferită de zero. Energiile următoare au valorile $3/2 \cdot h\nu$; $5/2 \cdot h\nu$, $7/2 \cdot h\nu$, ... Se observă că diferențele de energie dintre două nivele vecine sînt egale cu $h\nu$.

Așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 81, pentru a putea explica spectrul radiațiilor corpului negru, Planck a fost nevoit să considere că oscilatorii care se află pe pereții cavității, pot avea energii care sînt multipli întregi ai cantității $h\nu$. După Planck, energia E a unui oscilator armonic este egală cu $E = nh\nu$, pentru $n = 0, 1, 2, \ldots$ Relația (242) obținută cu ajutorul ecuației lui Schrödinger diferă de cea a lui Planck prin aceea că în loc de $n + 1/2$ apare n. Apariția cantității suplimentare de energie $1/2 \cdot h \cdot \nu$ egală cu energia de zero, nu ridică nici o problemă, întrucît salturile de energie, care sînt singurele mărimi ce pot fi puse în evidență atunci cînd oscilatorul armonic suferă diferite interacțiuni, sînt aceleași și anume egale cu un număr întreg de cuante $h\nu$.

Cu ajutorul ecuației lui Schrödinger poate fi studiat și atomul de hidrogen. Calculele sînt însă în acest caz și mai complicate. Vom menționa doar că pentru energiile nivelurilor se obțin rezultate identice cu cele ale lui Bohr. Și în acest caz, electronul este obligat să se deplaseze într-o regiune limitată a spațiului. Rezultă că se obține o energie minimă diferită de zero, ceea ce explică de ce în starea fundamentală electronul nu „cade" pe nucleu.

În același mod poate fi studiată oricare altă problemă, de exemplu, cea în care energia potențială are curba de variație din fig. 103, rezultînd, astfel, prin calcul valorile cuantificate E_1, E_2, E_3... ale energiei totale.

Concordanța perfectă cu ipoteza lui Planck și rezultatele lui Bohr arată că ecuația lui Schrödinger, cel puțin în cazurile considerate, corespunde realității fizice, deși, aparent, pare o „scamatorie" științifică. Care este semnificația fizică a funcției de undă Ψ ce intervine în această ecuație? Vom amîna prezentarea acestei probleme pentru ultimul paragraf al cărții, urmînd ca în cele ce urmează să ne convingem dacă, într-adevăr, aceste unde, a căror natură este deocamdată necunoscută, au o existență fizică reală.

EXPERIENȚELE LUI DAVISSON ȘI GERMER

Confirmarea experimentală a existenței undelor lui de Broglie a fost obținută de *Clinton Joseph Davisson* (1881—1958) împreună cu colaboratorul său *Lester Halbert Germer* (n. 1896). Istoria experiențelor lui Davisson și Germer este foarte interesantă, astfel încît merită să o relatăm.

În decursul celui de-al doilea deceniu al secolului nostru firmele americane General Electric și Western Electric (care ulterior va deveni Bell Telephone) erau interesate în construcția unui tub electronic cu trei electrozi, capabil să amplifice semnalele electrice și să îndeplinească alte funcțiuni. Una din problemele cele mai importante era

Scanned with OKEN Scanner

obținerea fasciculului de electroni. Electronii sînt emiși de către metale atunci cînd sînt încălzite (prin emisie termoelectronică) sau cînd sînt bombardate cu un fascicul primar de electroni (prin emisie secundară de electroni). Cercetările firmei General Electric erau orientate înspre utilizarea emisiei termoelectronice. Firma Western Electric încerca să construiască un tub electronic în care fasciculul de electroni era obținut prin emisie secundară. Din acest motiv, conducerea firmei Western Electric i-a solicitat lui Davisson să studieze fenomenul de emisie secundară.

Începînd din anul 1921, Davisson împreună cu colaboratorul său, C.H. Kunsman a început să efectueze o serie de experiențe cărora li se poate atribui calificativul „de rutină." Ele constau în bombardarea unui metal cu fascicul de electroni care cădea sub un anumit unghi față de suprafața acestuia și măsurarea numărului de electroni emiși sub diverse unghiuri.

Schema experienței este reprezentată în fig. 115. Cu aju-

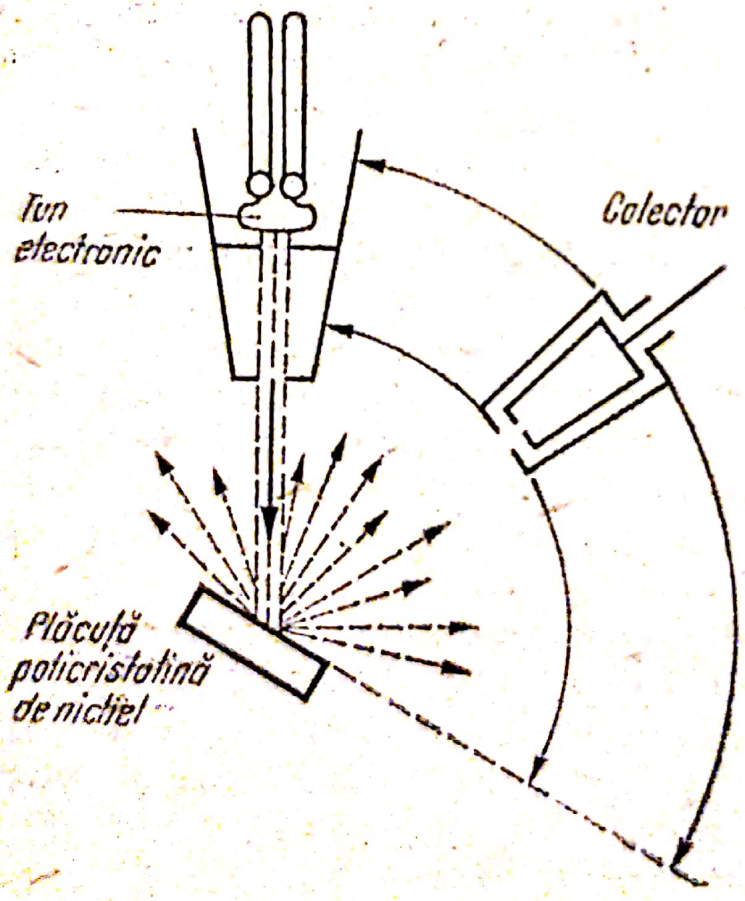


Fig. 115. Schema experienței pentru studierea împrăștierii electronilor

torul unui tun electronic format dintr-un filament de tungsten și un anod perforat, se obține un fascicul de electroni. Energia electronilor poate fi variată cu ajutorul tensiunii de accelerare aplicată între anod și filament. Numărul de electroni împrăștiați sub un anumit unghi este măsurat cu ajutorul unui colector. Colectorul reprezintă o cușcă metalică cu pereți dubli, care are un mic orificiu central prin care pătrund electronii. Între cei doi pereți metalici se aplică o tensiune de frînare, astfel încît numai electronii care au energie puțin mai mică decît cea a electronilor incidenți pe suprafața metalului pot pătrunde în interiorul colectorului. Peretele interior este conectat printr-un conductor la un galvanometru. Electronii care pătrund în interiorul colectorului dau naștere la un curent care este măsurat de galvanometru. Rezultă că numărul electronilor împrăștiați de-a lungul direcției determinate de dreapta care unește orificiul colectorului cu punctul de impact al fasciculului de electroni pe suprafața metalului este proporțional cu indicația galvanometrului. Cu ajutorul unui mecanism care nu a fost reprezentat, colectorul poate fi rotit în planul figurii 115. De asemenea, tot cu ajutorul unui mecanism care nici el nu a fost reprezentat, se poate modifica unghiul pe care îl face suprafața metalului cu fasciculul incident de electroni.

Rezultatele experiențelor pot fi urmărite cel mai ușor dacă sînt prezentate sub forma unei diagrame polare. Pentru a construi diagrama polară, se reprezintă suprafața metalului, se trasează fasciculul incident de-a lungul unghiului corespunzător experienței și apoi se desenează diferitele direcții de împrăștiere pe care se iau segmente proporționale cu indicațiile galvanometrului, iar în final, punctele astfel obținute sînt unite printr-o curbă continuă. Două curbe polare de împrăștiere pentru două unghiuri diferite între fasciculul incident și suprafața metalului sînt reprezentate în fig. 116 (*a*).

Este important de menționat că ținta metalică era o plăcuță policristalină de nichel. După cum se știe, un corp policristalin este format dintr-un număr foarte mare de cristale microscopice (microcristale) care sînt așezate la întîmplare. Din examinarea acestor curbe se constată că există

direcții de-a lungul cărora numărul electronilor împrăștiați prezintă minime, respectiv maxime, relativ puțin pronunțate. Pozițiile acestor puncte de minim, respectiv de maxim depindeau de tensiunea de accelerare aplicată tunului electronic, adică de energia electronilor.

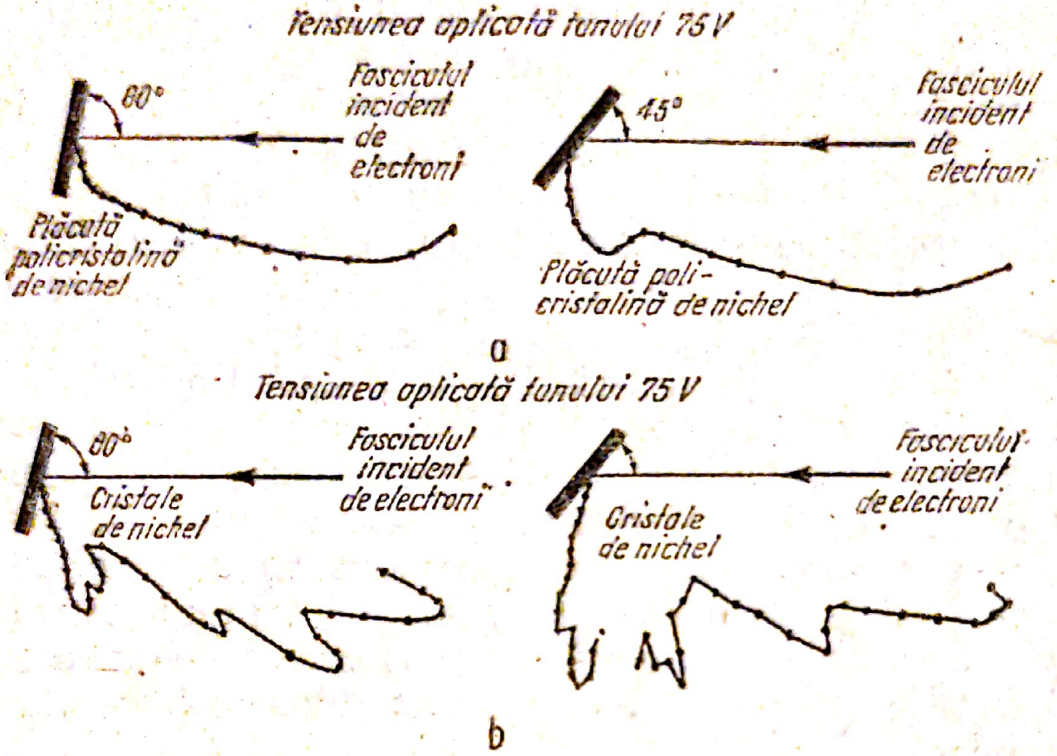


Fig. 116. Curbele de împrăștiere ale electronilor *(a)* înainte de accident, *(b)* după accident.

Într-un articol publicat în anul 1922 în binecunoscuta „Physical Review", Davisson și Kunsman au încercat să dea o interpretare teoretică acestor rezultate experimentale, presupunînd, așa cum era firesc, că electronii incidenți ar fi niște corpusculi cu caracteristicile pe care le-am prezentat în cadrul capitolului II. Atomii de nichel au fiecare cîte 28 de electroni, care, în conformitate cu modelul lui Bohr, se rotesc în jurul nucleului, deci nu au poziții fixe în spațiu. În plus, ținta este policristalină, din care cauză atomii pot avea în spațiu poziții întîmplătoare. Din aceste cauze, calculele matematice erau foarte complexe. În acea perioadă nu se putea face apel la serviciile calculatoarelor electronice, pentru sim-

plul motiv că nu existau. Davisson și Kunsman au propus un model simplificat cu ajutorul căruia se obțineau rezultate teoretice care semănau cu cele experimentale.

În anul 1925, Elasser a publicat o notă în care a arătat că dacă ideile lui de Broglie sînt „adevărate" un fascicul de electroni trebuie să fie difractat atunci cînd este reflectat de suprafața unui cristal, analog cu fenomenul similar din cazul radiațiilor X. Mai mult, Elasser a avansat ideea că rezultatele experienței lui Davisson și Kunsman ar putea fi explicate pe baza ipotezei lui de Broglie. În sprijinul acestei idei, Elasser a menționat că electronilor accelerați cu ajutorul unei tensiuni de 150 V le corespunde o lungime de undă de aproximativ 1 Ångstrom, adică de același ordin de mărime cu cea a distanțelor dintre atomii de nichel din ținta policristalină.

Davisson a citit această notă cu interes însă, întrucît nu credea că electronii ar putea avea proprietăți ondulatorii, și-a continuat experiențele pe aceeași linie.

În aprilie 1925 a avut loc un accident care a devenit celebru. În timp ce ținta de nichel era la o temperatură înaltă (fiind încălzită grație energiei cedate de electronii incidenți), incinta de sticlă în care se afla s-a spart datorită exploziei unei butelii ce conținea aer lichid. Cum era și normal, ținta în contact cu aerul atmosferic s-a oxidat puternic. Davisson, care de data aceasta avea în calitate de colaborator pe Germer, a refăcut instalația experimentală. Pentru a reduce stratul de oxid format la suprafață, plăcuța de nichel a fost încălzită pînă la incandescență timp îndelungat în vid și apoi într-o atmosferă reducătoare de hidrogen.

După reluarea experiențelor curbele experimentale nu mai semănau cu cele anterioare. Astfel, în fig. 116 (*b*) sînt reprezentate noile curbe experimentale. Prin comparație cu curbele inițiale se remarcă ușor că după accident maximele au devenit mult mai pronunțate și mai numeroase.

Lui Davisson și Germer le era clar că explicația modificărilor curbelor experimentale trebuia căutată numai în fenomenele care au avut loc cu ținta de nichel în timpul reducerii stratului de oxid. Cercetările lui Davisson și Germer au

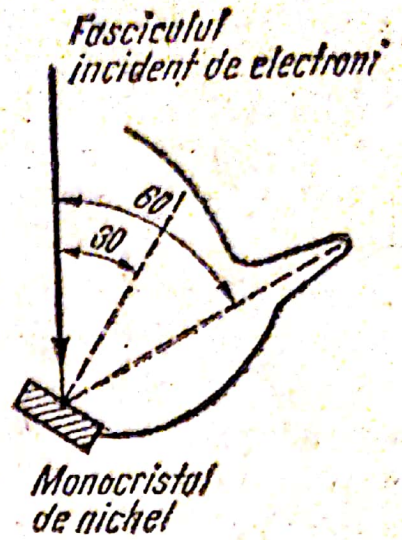
arătat că după accident plăcuța de nichel conținea doar cîteva cristale mari de nichel.

Formarea acestor mari cristale se datorește fenomenului de cristalizare care s-a petrecut atunci cînd plăcuța a fost încălzită și apoi răcită. Concluzia era ușor de formulat: aspectul curbelor de împrăștiere depinde într-o măsură esențială de structura cristalină a țintei metalice.

În continuare, Davisson și Germer au efectuat experiențe de împrăștiere pe o țintă formată dintr-un singur cristal (monocristal) de nichel, obținînd niște curbe preliminare caracterizate prin prezența unor numeroase maxime bine conturate.

Un an mai tîrziu, Davisson a avut șansa să participe în Anglia la *Congresul asociației britanice pentru progresul științei*, care a avut loc la Oxford. Cu această ocazie, Davisson a arătat o parte din curbele obținute în cazul utilizării monocristalului de nichel unor fizicieni renumiți cum ar fi: Born, Hartree, probabil Blackett și Franck, care au rămas surprinși, atît de aspectul acestora cît și de îndemînarea experimentală cu care au fost puse în evidență fascicule atît de puțin intense de electroni. Toți și-au exprimat părerea că aceste curbe atît de sinuoase, pot fi explicate cu ajutorul proprietăților ondulatorii ale electronilor, adică cu ajutorul ideilor lui de Broglie, dezvoltate de Schrödinger. În timpul petrecut pe transatlanticul care îl aducea înapoi în Statele Unite, Davisson a studiat atent articolele lui de Broglie și Schrödinger. După cum a declarat ulterior, aceste articole nu l-au convins în mod ferm că undele „misterioase" atașate, nu numai electronilor, dar și oricăror altor particule, ar exista în realitate. Curbele experimentale pe care el însuși le-a ridicat se pretau însă unei interpretări „ondulatorii". Din această cauză, s-a hotărît să imprime experiențelor sale o asemenea modalitate de desfășurare, încît ele să permită stabilirea cu certitudine a existenței undelor asociate electronului. Evident, în cazul unui eșec, nu se putea afirma că undele asociate nu ar exista, ci numai că ele nu explică împrăștierea electronilor. Evident, în munca de „căutare" a acestor unde, el a fost ajutat de con-

Fig. 117 Curba de împrăștiere care atestă prezența fenomenului de reflexie regulată



siderațiile teoretice ale lui de Broglie și Schrödinger, care i-au ghidat experiențele.

Înainte de a trece la expunerea propriu-zisă a experiențelor lui Davisson și Germer, să încercăm să explicăm așa-numitul fenomen de *reflexie regulată a electronilor*, care apare atunci cînd ținta este un monocristal de nichel. Davisson și Germer au îndreptat asupra unui monocristal de nichel, sub un unghi de incidență de 30°, un fascicul de electroni. Pe baza datelor experimentale au construit diagrama polară din fig. 117. Se observă că de-a lungul direcției care face cu normala la suprafața cristalului un unghi egal cu cel corespunzător fasciculului incident, numărul electronilor împrăștiați prezintă un maxim bine conturat. Acest fenomen a căpătat denumirea de reflexie regulată, întrucît se caracterizează prin egalitatea dintre unghiul de incidență și unghiul de reflexie, egalitate exprimată de legea reflexiei.

Fenomenul de reflexie regulată nu apare în cazul în care ținta de nichel este policristalină.

Esența fenomenelor apare mai clar, dacă menționăm că aceeași comportare o au și radiațiile X. Astfel, radiațiile X sînt reflectate regulat numai de un monocristal de nichel. O țintă de nichel policristalină nu prezintă acest fenomen.

În schimb, lumina vizibilă este reflectată regulat atît de un monocristal de nichel cît și de o plăcuță policristalină.

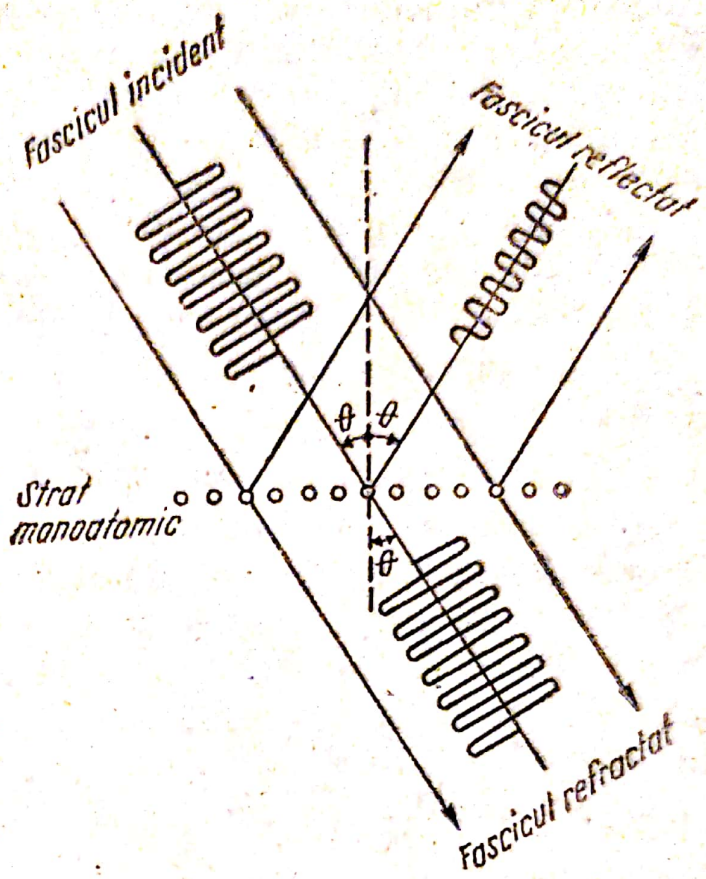
Comportarea diferită a luminii vizibile și a radiațiilor X se explică prin diferențele dintre lungimile lor de undă. În-

tr-adevăr, lungimea de undă a radiațiilor X este comparabilă cu distanța dintre atomii cristalului, în timp ce cea a luminii vizibile este de mii de ori mai mare. Ca atare, pentru lumina vizibilă faptul că atomii în totalitate nu sînt așezați în mod regulat, ci în grupuri regulate care însă sînt dispuse la întîmplare, nu are nici o influență. Pentru radiațiile X, fiecare microcristal produce o reflexie regulată, caracterizată prin egalitatea dintre unghiul de incidență și unghiul de reflexie. În cadrul plăcuței policristaline, fiecare microcristal are o orientare întîmplătoare. În consecință, față de normala pe suprafața plăcuței, normalele pe suprafața corespunzătoare ale microcristalelor componente au orientări întîmplătoare. Unghiul de incidență, respectiv de reflexie, în cazul reflexiei regulate, se măsoară față de normală, pe suprafața microcristalelor. Ca atare, deși fiecare microcristal produce o reflexie regulată, ansamblul lor determină o împrăștiere relativ uniformă de-a lungul tuturor direcțiilor, ca urmare a faptului că microcristalele componente sînt dispuse dezordonat.

Să revenim la cazul electronilor. La prima vedere s-ar părea că fenomenul de reflexie regulată poate fi explicat foarte ușor dacă se admite că electronul ar fi un corpuscul. Fenomenele ar fi analoage cu cele care apar atunci cînd, de exemplu, o bilă cade sub un unghi oarecare pe o suprafață de care se ciocnește, fiind reflectată apoi de-a lungul unei direcții simetrice față de normală.

O analiză mai atentă arată însă că această analogie nu este justificată. Într-adevăr, în conformitate cu ideile expuse în capitolul II, diametrul electronului ar fi egal cu 10^{-13} cm. Diametrul unui atom este de 10^{-8} cm. Distanța dintre atomi în cazul cristalului de nichel este de $2{,}48 \cdot 10^{-8}$ cm. Dacă ne alegem ca unitate de măsură mărimea de 10^{-13}, atunci electronul ar avea diametrul egal cu o unitate, diametrul atomilor de nichel ar fi egal cu 100 000 de unități, iar distanța dintre atomi de aproximativ 250 000 de unități. Chiar dacă asimilăm atomii de nichel cu niște sfere perfecte, suprafața de reflexie pentru electroni este foarte „grosieră", din care cauză fenomenul de reflexie regulată este imposibil de explicat. Mai trebuie să adăugăm însă că un atom este departe de a

Fig. 118. Reflexia și refracția produsă de un strat atomic



se comporta ca o sferă. El este format dintr-un nucleu în jurul căruia gravitează electronii. Ca atare, un electron incident care ar pătrunde în interiorul unui atom ar trebui să aibă o mișcare asemănătoare cu cea a unei comete. Fenomenul de reflexie regulată nu poate fi deci explicat dacă se presupune că electronul ar fi un corpuscul.

Dificultățile dispar dacă considerăm că electronul ar fi o undă. Într-adevăr, să considerăm un fascicul incident de unde care cade sub un unghi oarecare pe o suprafață formată dintr-un singur strat de atomi (vezi fig. 118). În conformitate cu principiul lui Huygens, fiecare atom excitat de unda incidentă devine, la rîndul său, izvorul unor unde secundare. Repetînd raționamentele expuse în lucrarea *Lumina-undă electromagnetică*? p. 93, se obține că undele secundare interferă constructiv numai de-a lungul direcțiilor care fac cu normala unghiuri egale. Se obține, astfel, fasciculul reflectat, respectiv refractat. Evident, în acest caz, fasciculul refrac-

tat se va propaga de-a lungul direcției fasciculului incident întrucît în regiunile aflate de o parte și de alta a stratului de atomi, undele secundare se transmit cu aceeași viteză.

Întrucît electronii sînt reflectați regulat numai de suprafețele monocristalelor, întocmai ca și radiațiile X, rezultă că undele asociate trebuie să aibă lungimi de undă comparabile cu cele ale radiațiilor Röntgen. Această concluzie este confirmată de către relația lui de Broglie (189) care, după înlocuirea mărimilor caracteristice electronului, devine:

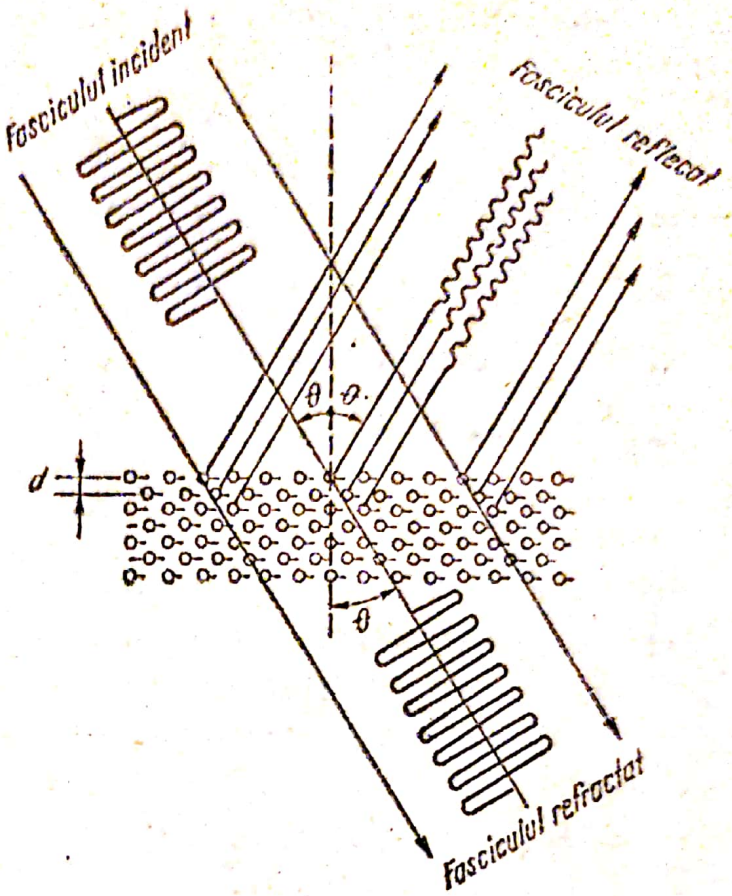
$$\lambda = \frac{12{,}25}{\sqrt{V}}, \tag{244}$$

în care λ este lungimea de undă în Å, iar V potențialul de accelerare în volți. Într-adevăr, pentru $V = 150$ volți se obține $\lambda \simeq 1$ Å, care corespunde ca ordin de mărime radiațiilor X moi. În consecință, absența fenomenului de reflexie regulată în cazul în care plăcuța metalică este policristalină se explică în același mod cu cel corespunzător radiațiilor X.

Suprafața monocristalului nu este formată dintr-un singur strat de atomi, ci din mai multe straturi. În cazul în care sînt prezente mai multe straturi de atomi, apare fenomenul de *reflexie selectivă*, manifestat prin dependența intensității fasciculului reflectat de lungimea de undă. Într-adevăr, să considerăm mai multe straturi atomice dispuse la distanța d între ele, pe care cade un fascicul incident de unde (vezi fig. 119). Fiecare strat are o comportare identică cu cea a celui din fig. 118. Ca atare, fasciculul reflectat este format din undele reflectate de fiecare strat, unde care interferă între ele. În funcție de diferența de drum, interferența poate să fie constructivă în care caz fasciculul reflectat va avea intensitatea maximă, sau destructivă, ceea ce va determina anularea razei reflectate.

Diferența de drum dintre undele reflectate de două straturi atomice vecine poate fi exprimată în funcție de unghiul

Fig. 119. Reflexia selectivă produsă de mai multe straturi atomice



de incidență θ, adică de unghiul format de fasciculul incident cu normala sau în funcție de unghiul de „lunecare" φ care reprezintă unghiul format de fasciculul incident cu suprafața monocristalului. Se observă ușor că cele două unghiuri sînt complementare $(\theta + \varphi = \pi/2)$.

Diferența de drum dintre cele două unde a fost reprezentată în fig. 120 prin linie groasă. Avînd în vedere că unghiurile cu latuile perpendiculare sînt egale, rezultă că diferența de drum este egală cu $2d \sin \varphi$ sau, întrucît $\theta = \pi/2 - \varphi$, cu $2d \cos \theta$, în care d reprezintă distanța dintre planurile atomice.

Dacă această diferență este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, adică dacă $n\lambda = 2d \sin \varphi = 2d \cos \theta$, în care n este un număr întreg, atunci interferența este constructivă, ceea ce înseamnă că în acest caz intensitatea fas-

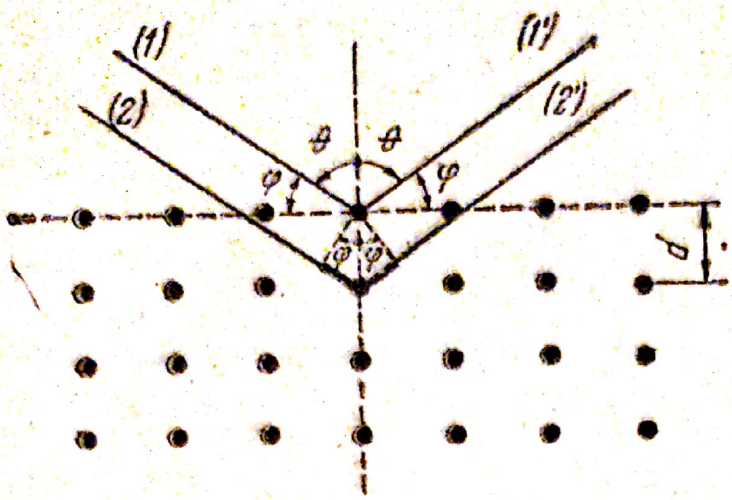


Fig. 120. Diferența între drumurile străbătute de undele reflectate de două straturi atomice vecine

ciculului reflectat este maximă. Condiția de maxim a fasciculului reflectat este, prin urmare

$$\lambda = \frac{1}{n} \cdot 2d \sin \varphi = \frac{1}{n} 2d \cos \theta. \qquad (245)$$

Așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 123, W.H. Bragg și W.L. Bragg au pus în evidență difracția radiațiilor X, utilizînd fenomenul de reflexie selectivă. În cazul radiațiilor X este mai comod să rotim cristalul care se află în aer, astfel încît unghiul de incidență să aibă, pentru lungimea de undă folosită, valorile date de relația (245). Din această cauză, metoda a căpătat denumirea de metoda cristalului rotitor. În cazul electronilor, situația este inversă, întrucît este mai simplu să variem lungimea de undă (ceea ce necesită modificarea tensiunii de accelerare aplicată tunului), decît să rotim cristalul care se află în vid.

Dacă electronii au, într-adevăr, proprietăți ondulatorii atunci ei, ca și radiațiile X, ar trebui să fie „implicați" în fenomenul de reflexie selectivă. Pentru a-și da seama dacă electronii au sau nu asemenea proprietăți, Davisson și Germer au îndreptat asupra unui monocristal un fascicul de electroni (sub un unghi de incidență de 20°). Au așezat colectorul sub un unghi egal față de normală și au ridicat experimental curba de variație a curentului indicat de galvanometru în funcție de tensiunea de accelerare aplicată tunului. Relația (244) arată că inversul lungimii de undă este proporțional cu

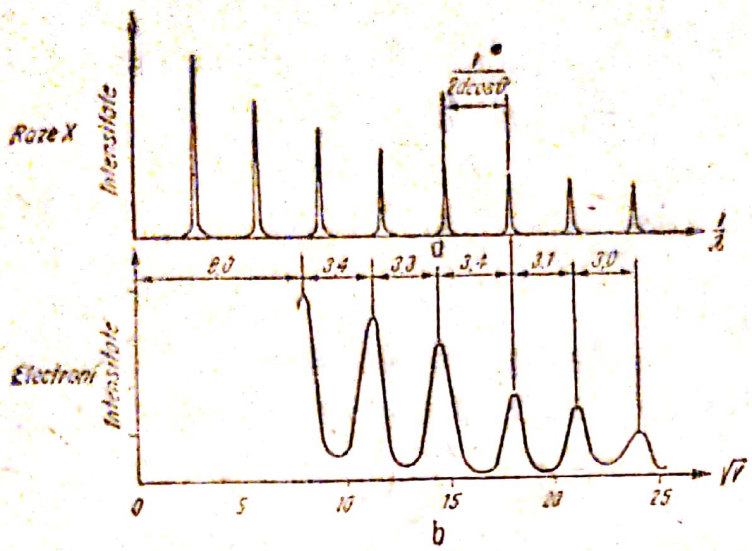


Fig. 121. Curba de variație a intensității razelor reflectate în funcție de inversul lungimii de undă (*a*) și curba de variație a curentului indicat de galvanometru în funcție de radăcina pătrată din tensiunea de accelerare aplicată tunului de electroni (*b*)

rădăcina pătrată din tensiunea de accelerare. Ca atare, dacă se construiește curba de variație a curentului indicat de galvanometru în funcție de radicalul din tensiunea de accelerare, se obține, la altă scară, curba de variație a numărului electronilor reflectați, în funcție de inversul lungimii de undă. Această curbă este reprezentată în fig. 121. Pentru comparație, deasupra ei a fost trasată curba teoretică de variație a intensității radiațiilor reflectate, în funcție de inversul lungimii de undă, obținută cu ajutorul relației (245).

Din figura 121 se constată că pozițiile maximelor concordă aproape perfect pentru valorile mari ale numărului n. Pentru valorile mici ale lui n, se constată că apare o abatere care devine din ce în ce mai „supărătoare", cu cît n devine din ce în ce mai mic. Întrucît maximele corespunzătoare unor valori mici ale numărului n prezintă abateri întotdeauna în același sens, rezultă că în analiza efectuată s-a neglijat un factor.

Factorul neglijat este indicele de refracție al undelor de Broglie. Într-adevăr, atunci cînd s-a dedus relația (245) s-a considerat, tacit, că atît în exteriorul cristalului cît și în interiorul său, undele asociate electronului ar avea aceeași lungime de undă, ceea ce este posibil numai cînd cele două medii au indici de refracție egali. Deplasarea maximelor arată că această presupunere nu este corectă.

S-a arătat că în cazul în care electronul se deplasează într-o regiune cu energie potențială U, viteza de fază este dată de relația (217), pe care o scriem din nou

$$v_\varphi = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}, \tag{246}$$

în care E este energia sa.

În situația în care electronul se deplasează în exteriorul metalului, energia potențială este nulă, astfel încît relația (246) se scrie

$$v_\varphi = \frac{E}{\sqrt{2mE}}. \tag{247}$$

În interiorul metalului există un cîmp electric determinat de atomi care, pierzînd o parte din electronii pe care îi au, s-au transformat în ioni pozitivi. Cîmpul electric din interiorul metalului are o lege de variație relativ complicată. Putem să considerăm, în primă aproximație, că acest cîmp este constant. Considerăm că în exteriorul metalului potențialul electric este nul. În acest caz, potențialul din interiorul metalului trebuie să aibă o valoare pozitivă pe care o notăm cu V_0

Întrucît electronul are sarcina electrică negativă, energia potențială din interiorul metalului are valori negative $U = -eV_0$. Rezultă că în interiorul metalului viteza de fază are valoarea

$$v'_\varphi = \frac{E}{\sqrt{2mE + eV_0}}. \tag{248}$$

Exprimăm energia E a electronului cu ajutorul potențialului accelerator V aplicat tunului, adică

$$E = eV. \tag{249}$$

Înlocuind relația (249) în (247) și (248) rezultă:

$$v_\varphi = \frac{eV}{\sqrt{2meV}}, \tag{250}$$

$$v'_\varphi = \frac{eV}{\sqrt{2me(V+V_0)}}.$$

Indicele de refracție n_r al cristalului este prin definiție raportul vitezelor de fază, adică

$$n_r = \frac{v_\varphi}{v'_\varphi} = \frac{\sqrt{V + V_0}}{\sqrt{V}} = \sqrt{1 + \frac{V_0}{V}}. \qquad (251)$$

Întrucît cristalul prezintă indicele de refracție n_r, rezultă că în interiorul lui, fasciculul refractat nu se va deplasa de-a lungul unghiului θ față de normală, ci de-a lungul unui unghi diferit θ', care satisface legea Snell

$$\frac{\sin\theta}{\sin\theta'} = n_r. \qquad (252)$$

Diferența de drum dintre undele reflectate de două straturi atomice vecine este în acest caz egală cu $2d\cos\theta' = 2d\cdot\sqrt{1-\sin^2\theta}$. Din relația (252) se obține că $\sin\theta' = 1/n_r\cdot\sin\theta$, de unde se deduce că diferența de drum este egală cu $2d\sqrt{1-1/n_r^2\cdot\sin^2\theta}$. Condiția de maxim cere ca această diferență să fie egală cu un număr întreg n de lungimi de undă adică

$$2d\cdot\sqrt{1-\frac{\sin^2\theta}{n_r^2}} = n\lambda', \qquad (253)$$

în care λ' este lungimea de undă din interiorul cristalului. Dar, $\lambda' = \lambda/n_r$, astfel încît relația (253) devine

$$2d\sqrt{n_r^2 - \sin^2\theta} = n\lambda. \qquad (254)$$

Înlocuind în această ecuație valorile lui λ și n_r, date de relația (244) și (251), se obține că potențialul din interiorul metalului are valoarea

$$V_0 = n^2\cdot\frac{150}{4d^2} - V\cos^2\theta. \qquad (255)$$

Cu ajutorul relației (255) se poate calcula potențialul interior V_0, bineînțeles cunoscîndu-se distanța d dintre straturile atomice. Cunoscînd valoarea lui V_0 se trasează curba de variație a indicelui de refracție, în funcție de inversul lungimii de undă. După cum se constată din fig. 122, indicele

Fig. 122 Curba de variație a indicelui de refracție pentru undele de Broglie în cazul cristalului de nichel

de refracție prezintă valori din ce în ce mai mari față de unitate, tocmai în regiunea în care apare deplasarea maximelor. Din această cauză, dacă se ia în considerare și acest factor, concordanța dintre valorile teoretice și cele experimentale nu mai lasă de dorit.

Atomii dintr-un cristal pot fi grupați nu numai în straturi paralele cu suprafața acestuia, ci și în straturi oblice, cum se poate observa din fig. 123. Față de normală, la aceste stra-

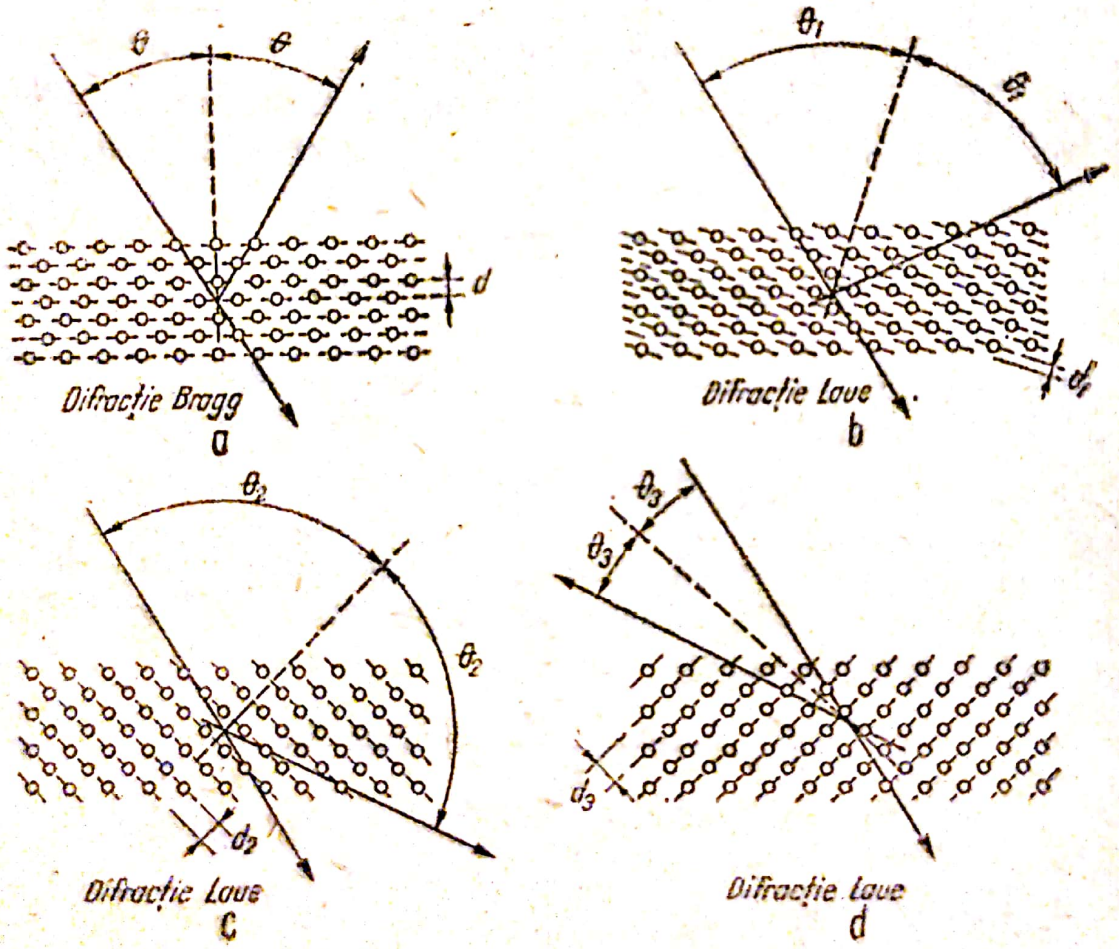


Fig. 123. Reflexia selectivă produsă de diferitele straturi atomice

turi, o aceeași rază incidentă face unghiuri de incidență diferite. Repetînd aceleași raționamente rezultă că se obțin fascicule reflectate de intensitate maximă, nu numai de-a lungul unghiului θ, ci și de-a lungul unghiurilor θ_1, θ_2, θ_3, dacă sînt îndeplinite condiții similare cu $n\lambda = 2d \cos \theta$, adică condițiile $n\lambda = 2d_1 \cdot \cos \theta_1$, $n\lambda = 2d_2 \cdot \cos \theta_2$ și $n\lambda = 2d_3 \cos \theta_3$ în care d_1, d_2, d_3 sînt distanțele dintre straturile atomice respective.

Prin analogie cu difracția radiațiilor X, difracția corespunzătoare fig. 123 (*a*) a căpătat denumirea de *difracția Bragg*, iar cele din fig. 123 (*b*) (*c*) și (*d*) *difracția Laue* (vezi *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 113, respectiv 122).

S-ar putea obține o nouă dovadă în favoarea ipotezei lui de Broglie dacă s-ar constata experimental că un fascicul de electroni „suferă" nu numai difracția Bragg, dar și difracția Laue. Pentru a înțelege experiența lui Davisson și Germer de difracție Laue cu electroni, este necesar să prezentăm structura cristalului de nichel.

Nichelul formează *monocristale de tip cubic cu fețe centrate*. Unitatea de bază este un cub, care are în fiecare din colțurile sale, precum și în centrul fiecărei fețe cîte un atom de nichel. Structura unității de bază este reprezentată în fig. 124. Latura cubului este egală cu 3,51 Å. Un monocristal de nichel se obține repetînd această unitate de bază într-un număr foarte mare de ori, de-a lungul celor 3 direcții determinate de muchiile sale.

După ce au obținut un monocristal de nichel de dimensiuni convenabile, Davisson și Germer au tăiat unul din colțuri de-a lungul unui plan realizînd, astfel, structura din fig. 125. Fasciculul incident de electroni este îndreptat de-a lungul unei direcții perpendiculare pe această suprafață. Davisson și Germer au urmărit, astfel, ca fasciculul de electroni să cadă pe planul care conține cel mai mare număr de atomi de nichel.

Schema experienței este reprezentată în fig. 126. Cristalul a fost montat pe un ax care se află în prelungirea direcției fasciculului incident de electroni. În planul figurii se poate roti colectorul. Unghiul δ format de direcția fasciculului

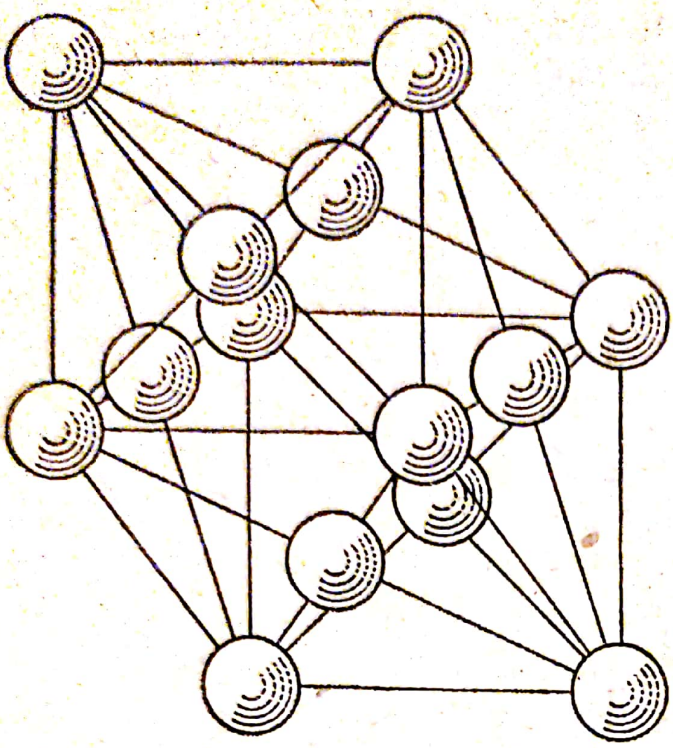


Fig. 124. Unitatea de bază a cristalului de nichel

incident cu cea a colectorului, a fost denumit de Davisson și Germer unghi de colatitudine. Cristalul poate fi rotit astfel încît față de planul figurii (care conține fasciculul incident

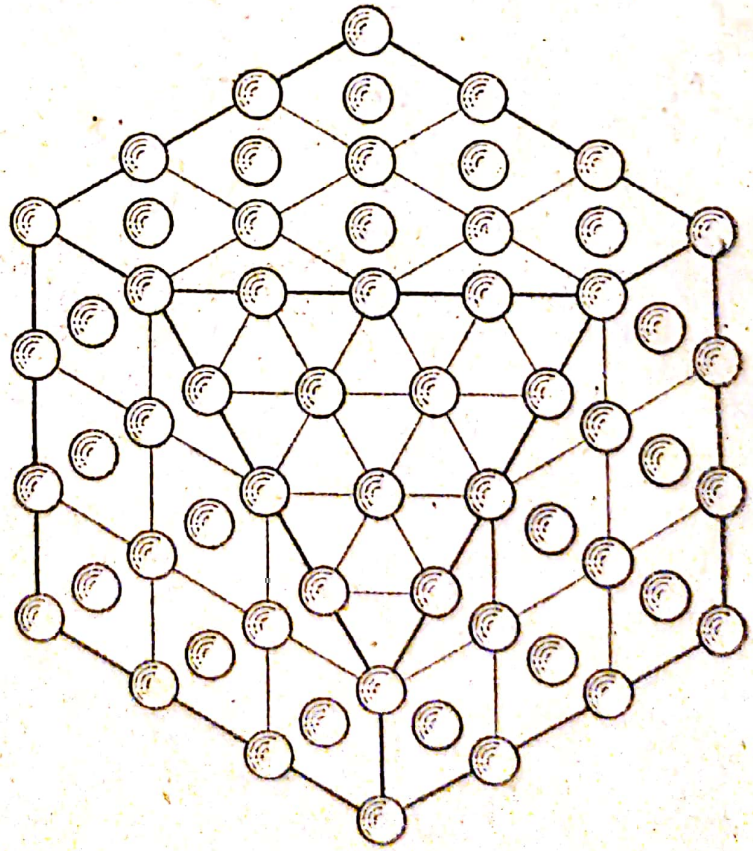


Fig. 125 .Structura cristalului de nichel utilizat de Davisson și Germer

Scanned with OKEN Scanner

și colectorul) să aibă diferite poziții. Datorită simetriei cristalului, prezintă interes numai trei poziții. În prima poziție, numită *azimut A*, planul figurii trece printr-un vîrf al triunghiului suprafeței obținute prin tăierea cristalului. În cea de-a doua poziție, denumită *azimut B*, planul figurii taie în

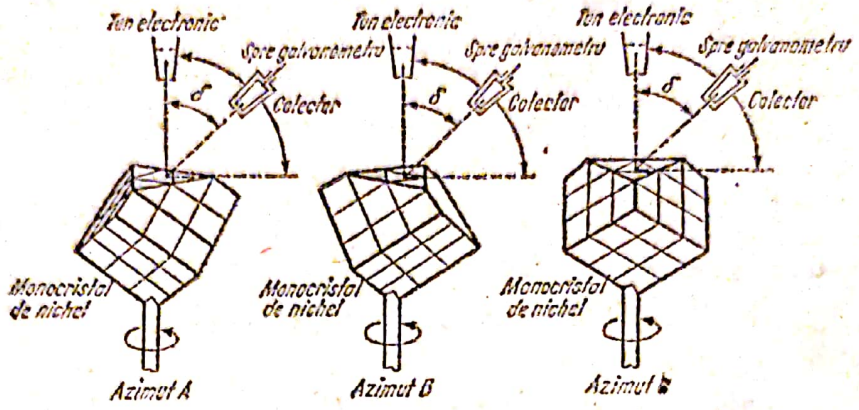


Fig. 126. Schema experienței lui Davisson și Germer

două părți egale o latură a triunghiului. În sfîrșit, în cea de-a treia poziție, denumită *azimut C*, planul figurii este paralel cu o latură a triunghiului.

Tăind cristalul de-a lungul planului figurii 126 se obțin secțiunile din fig. 127, în care pozițiile atomilor au fost reprezentate prin cerculețe. În cazul azimuturilor *A* și *B*, în secțiune, atomii nu sînt așezați de-a lungul aceleiași direcții verticale, ci sînt deplasați către stînga, respectiv dreapta, cu cîte o treime din distanța dintre ei. În schimb, în cazul azimutului *C*, ei se află pe aceeași dreaptă verticală. Pe baza unor calcule relativ simple se obține că distanța dintre doi atomi vecini, de-a lungul direcției orizontale, este egală cu 2,15 Å în cazul azimuturilor *A* și *B*, respectiv cu 1,24 Å în cazul azimutului *C*, iar distanța pe verticală dintre două șiruri de atomi, egală pentru toate cele trei azimuturi, are valoarea de 2,03 Å.

În continuare, grupăm atomi în straturi. Considerăm cu precădere straturile atomice cel mai dens populate cu atomi. Trasăm în fiecare caz normala la aceste straturi și construim față de ea, direcția simetrică cu cea a fasciculului incident.

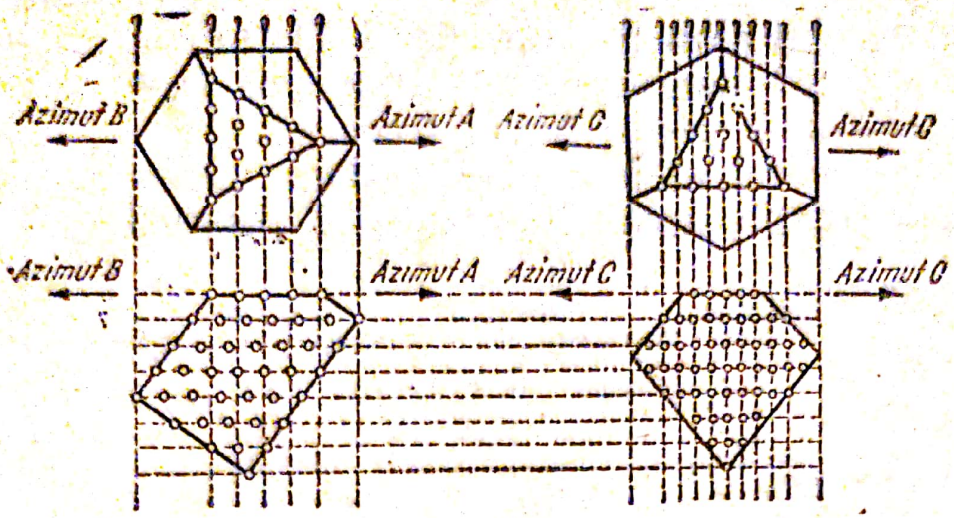


Fig. 127. Poziţiile atomilor de nichel corespunzătoare celor trei azimuturi.

pentru a determina valorile unghiului δ de-a lungul cărora fasciculul de electroni reflectat are intensitatea maximă, bineînţeles dacă sînt îndeplinite şi condiţiile corespunzătoare privitoare la lungimea de undă. Aceste construcţii, pentru azimuturile A şi B, sînt efectuate în fig. 128 şi 129. Se observă că fiecărui caz îi corespunde cîte o valoare a distanţei d dintre straturile atomice, precum şi cîte o valoare a unghiului de incidenţă θ, măsurat faţă de normală la straturile considerate. Pentru fiecare caz în parte este valabilă cîte o condiţie de maxim de forma $\lambda = 1/n \cdot (2d \cos \theta)$ în care d şi θ au valorile corespunzătoare specificate în figură.

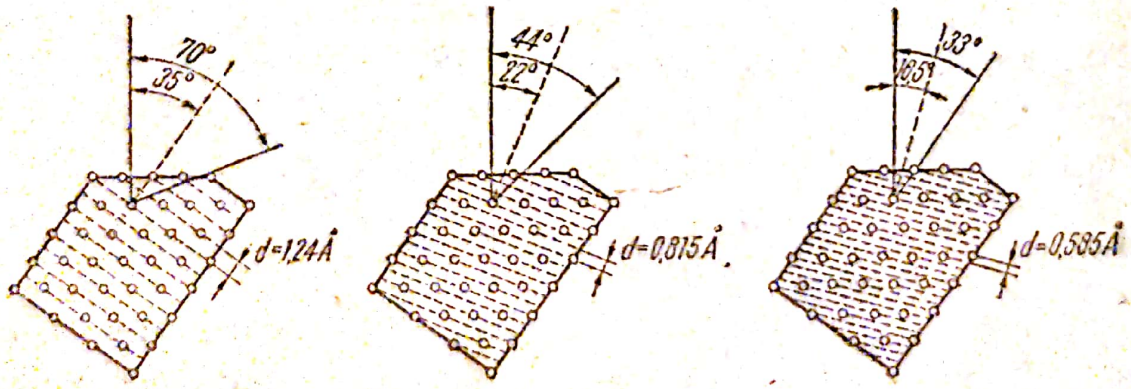


Fig. 128. Determinarea direcţiilor de-a lungul cărora numărul electronilor reflectaţi este maxim, pentru azimutul A

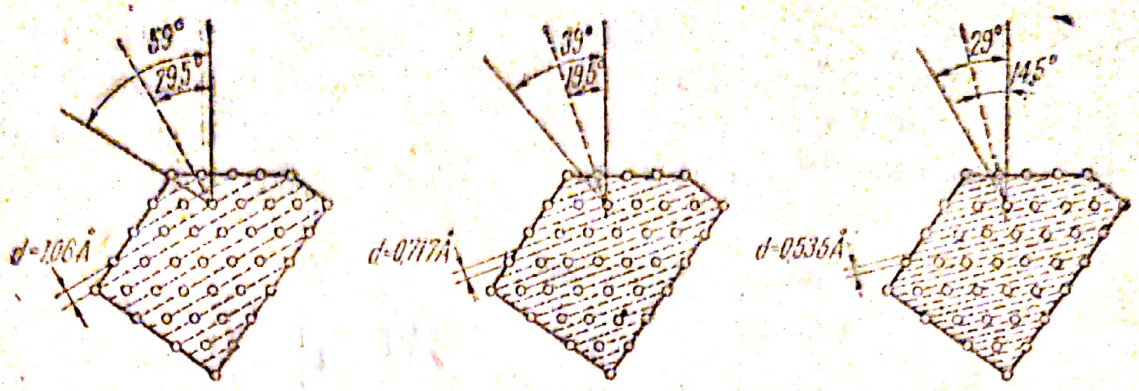


Fig. 129. Determinarea direcțiilor de-a lungul cărora numărul electronilor reflectați este maxim, pentru azimutul *B*

Cum se desfășoară ridicarea datelor experimentale? Se fixează cristalul într-una din cele trei poziții reprezentate în fig. 126. Se aplică apoi tunului de electroni o tensiune de accelerare relativ mică. În continuare, se deplasează colectorul de-a lungul unor unghiuri δ variabile, notîndu-se de fiecare dată valorile indicate de galvanometru. Pe baza acestor date se construiește diagrama polară pe care se specifică azimutul și tensiunea de accelerare. Se modifică apoi tensiunea de accelerare și se construiește o nouă curbă polară. După ce se obține un număr concludent de diagrame polare corespunzătoare azimutului considerat, se schimbă poziția cristalului într-un nou azimut și se repetă operațiile, identic.

Seria de curbe corespunzătoare azimutului *A* este reprezentată în fig. 130. Fig. 131 reprezintă aceeași serie pentru azimutul *B*. Din aceste figuri se observă că în cazul azimutului *A* apare un maxim foarte pronunțat în dreptul unghiului de colatitudine $\delta = 50°$ pentru tensiunea de accelerare aplicată tunului $V = 54$ volți. În cazul azimutului *B*, maximul se obține la $\delta = 44°$ și $V = 65$ volți. În situația în care apare maximul, Davisson și Germer au menținut tensiunea de accelerare V și unghiul de colatitudine δ constante și au rotit cristalul și în poziții intermediare între cele trei azimuturi. Pentru caracterizarea poziției cristalului față de planul care conține fasciculul incident de electroni și colectorul, Davisson și Germer au introdus unghiul azimutal. Unghiul

azimutal reprezintă unghiul pe care-l face secțiunea cristalului corespunzătoare azimutului C cu planul în care se află colectorul. Cum era de așteptat, datorită simetriei cristalului, după fiecare rotire cu 120° se obține un maxim identic.

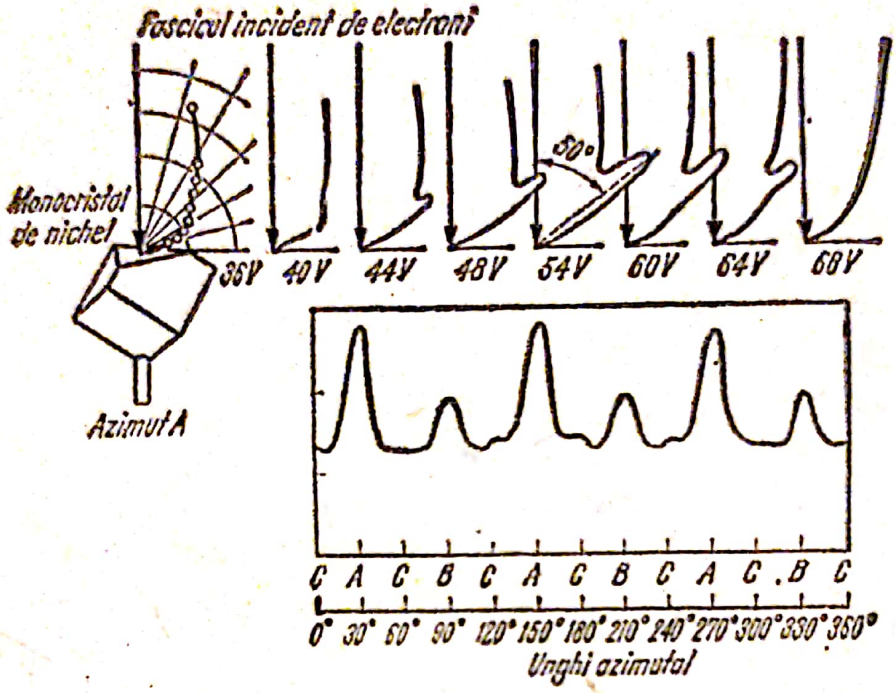


Fig. 130. Curbele experimentale care se obțin în cazul azimutului A

Din punct de vedere calitativ, curbele experimentale obținute coincid cu cele la care ne-am aștepta dacă electronul ar avea proprietăți ondulatorii. Din punct de vedere cantitativ apar însă unele neconcordanțe. Astfel, în cazul azimutului A, unghiul de-a lungul căruia numărul electronilor reflectat este maxim ar trebui să fie egal cu 70° sau cu 44°. Datele experimentale din fig. 130 arată că acest unghi este egal cu 50°. În cazul azimutului B, același unghi nu este egal, nici cu 59°, nici cu 39°, ci cu 44°.

Cauza acestor neconcordanțe este aceeași cu cea din cazul difracției Bragg: s-a presupus că indicele de refracție al cristalului pentru undele de Broglie este egal cu unitatea, ceea ce nu corespunde realității fizice. Într-adevăr, să considerăm că indicele de refracție al cristalului pentru undele

de Broglie este egal cu n_r. Fasciculul incident de unde electronice fiind îndreptat de-a lungul normalei la suprafața cristalului, pătrunde în acesta nedeviat. Presupunem că fasciculul este reflectat de straturile atomice reprezentate în fig. 132.

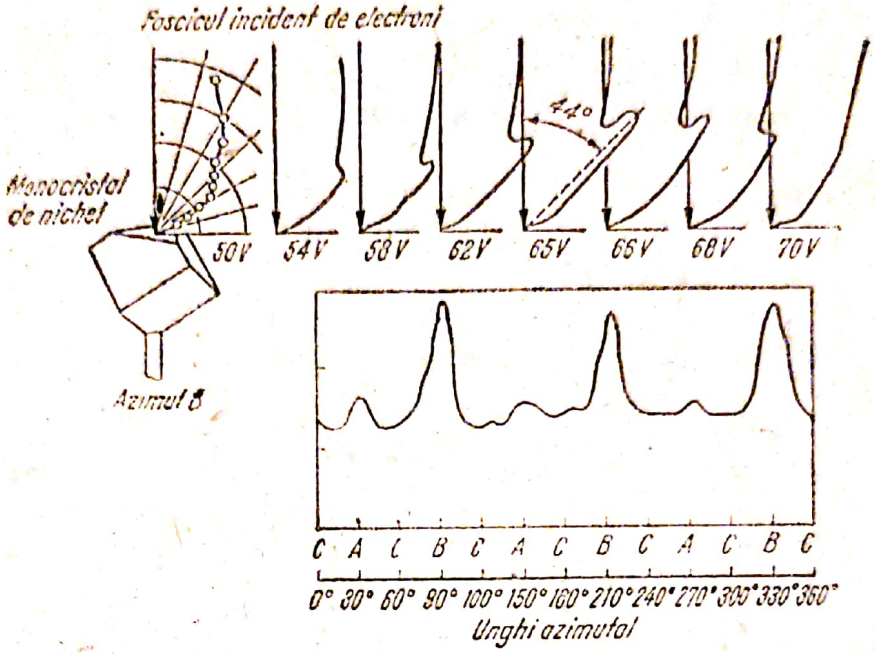


Fig. 131. Curbele experimentale care se obțin în cazul azimutului B

Unghiul pe care îl face fasciculul incident cu normala la straturile atomice este θ. După reflexie, fasciculul de unde se propagă în interiorul cristalului de-a lungul dreptei care face același unghi θ cu normala la straturile atomice. Condiția de maxim se exprimă prin relația $n\lambda' = 2d \cos \theta$, în care λ' este lungimea de undă din interiorul cristalului. Fasciculul reflectat se propagă înapoi înspre suprafața cristalului.

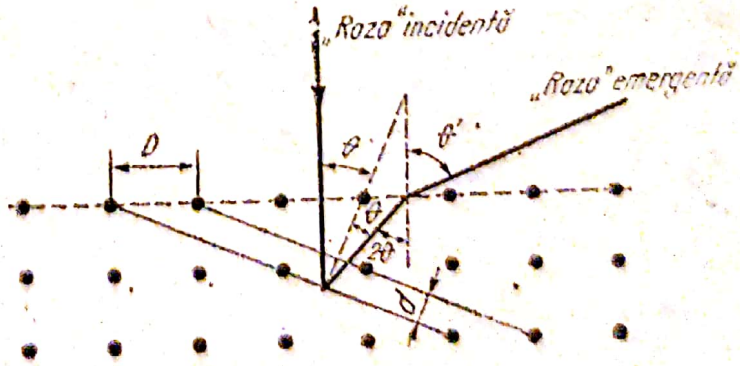


Fig. 132. Reflexia selectivă care apare în cazul în care cristalul are indicele de refracție diferit de unitate

Se observă că față de normală, la suprafața cristalului, direcția fasciculului reflectat de straturile atomice face unghiul 2θ. La trecerea prin suprafața cristalului, fasciculul este refractat. În consecință, raza energentă se propagă de-a lungul direcției care face unghiul θ' cu normala la suprafața cristalului.

În conformitate cu legea refracției, $\sin\theta'/\sin 2\theta = n_r$. Dar $\lambda/\lambda' = n_r$, ceea ce înseamnă că $\lambda' = \lambda \sin 2\theta/\sin\theta'$. Lungimea de undă λ' poate fi obținută din condiția de maxim $\lambda' = (2d\cos\theta)/n_r$. Rezultă că $\lambda \sin 2\theta/\sin\theta' = (2d\cos\theta)/n_r$ de unde se obține că

$$\lambda = \frac{1}{n_r} \cdot \frac{2d\cos\theta}{\sin 2\theta} \sin\theta'. \qquad (256)$$

Dar $\sin 2\theta = 2\sin\theta\cos\theta$ astfel încît relația (256) devine

$$\lambda = \frac{1}{n_r} \cdot \frac{d}{\sin\theta} \cdot \sin\theta'. \qquad (257)$$

Din fig. 132 se observă că raportul $d/\sin\theta$ este egal tocmai cu distanța D dintre atomi, ceea ce înseamnă că condiția de maxim capătă forma

$$\lambda = \frac{1}{n_r} \cdot D \cdot \sin\theta'. \qquad (259)$$

Înlocuind în această relație valorile $D = 2{,}15$ Å și $\theta' = 50°$ se obține pentru λ valoarea de 1,65 Å, dacă $n=1$. Pe de altă parte, cunoscînd tensiunea de accelerare V, se poate determina cu ajutorul relației (244) lungimea de undă. Efectuînd calculele, rezultă $\lambda = 1{,}67$ Å. Se remarcă concordanța extrem de bună între cele două valori.

Valori, de asemenea, într-o concordanță foarte bună se obțin și în cazul azimutului B. Astfel, cu ajutorul relației (258) se obține $\lambda = 1{,}49$ Å în timp ce relația (244) conduce la rezultatul $\lambda = 1{,}52$ Å.

Se poate deci considera că aceste experiențe au demonstrat că într-adevăr electronul are proprietăți ondulatorii.

Scanned with OKEN Scanner

După ce s-a descris în detaliu experiența lui Davisson și Germer, analogia cu cea a lui Laue, de difracție a radiațiilor X, care a fost prezentată în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 113 apare mai clar. În cazul experienței originale, difracția se obține prin transmisia fasciculului de radiații X printr-un cristal. Ulterior, au fost efectuate experiențe de difracție cu radiații X în care placa fotografică a fost montată între tubul de radiații X și cristal (vezi fig. 133).

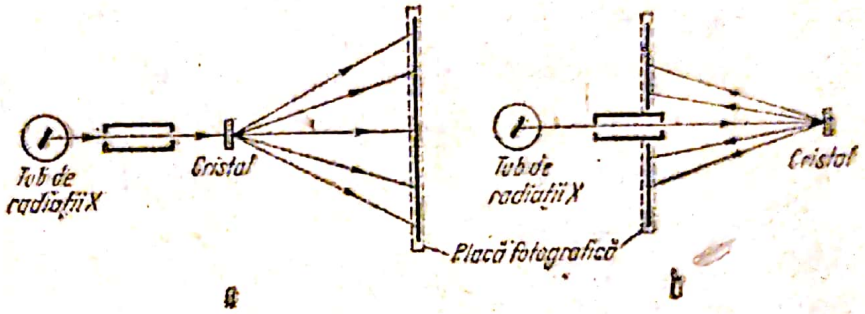


Fig. 133. Difracția Laue cu radiația X: (*a*) prin transmisie, (*b*) prin reflexie

În consecință, figura de difracție care se obține după developarea plăcii fotografice, în ultimul caz, este determinată de radiațiile X reflectate de cristal.

Așa după cum s-a arătat în cazul difracției Laue, este esențial ca radiațiile X utilizate să fie „albe", adică să aibă un spectru continuu. În cazul electronilor, este imposibil de obținut energii care să varieze continuu între limite relativ largi. Într-adevăr, energia electronilor este determinată de tensiunea de accelerare aplicată tunului. Din această cauză, Davisson și Germer au fost nevoiți să repete măsurătorile experimentale pentru fiecare tensiune de accelerare utilizată.

Detectarea radiațiilor X a fost făcută cu ajutorul unei plăci fotografice. În acest mod, după gradul de înnegrire a plăcii fotografice, se determină simultan intensitățile radiațiilor X reflectate de-a lungul tuturor direcțiilor care ajung în final pe placa fotografică. Davisson și Germer nu au avut această posibilitate de măsurare simultană a numărului de

electroni împrăștiați de-a lungul diverselor direcții. Ca atare, ei au fost nevoiți să caute direcțiile de-a lungul cărora numărul electronilor împrăștiați este maxim, punct cu punct.

EXPERIENȚA LUI G.P. THOMSON

La Congresul asociației britanice pentru progresul științei de la Oxford, la care a participat Davisson, a fost prezent și *G.P. Thomson* (1892—1972), singurul fiu al lui J.J. Thomson. După congres, G.P. Thomson a vizitat Laboratoarele Cavendish, unde a avut ocazia să vadă cîteva fotografii efectuate cu electronii împrăștiați de heliu gazos. Aceste fotografii indicau foarte vag prezența unor fenomene de difracție. Întors la Universitatea din Aberdeen, unde își desfășura activitatea, G.P. Thomson și-a propus să pună în evidență fenomenele de difracție a electronilor, deoarece nutrea convingerea intimă că undele lui de Broglie nu reprezintă o speculație, ci o realitate. Dacă avem în vedere că experiențele tatălui său — J.J. Thomson — au fost decisive în disputa privitoare la natura radiației catodice, demonstrînd că electronul este un corpuscul, pare surprinzător să constatăm că G.P. Thomson era adeptul unor idei diferite și că, în plus, a adus și argumente experimentale în favoarea acestora.

În Marea Britanie, după lucrările lui Crookes și J.J. Thomson, experiențele cu radiații catodice au devenit un element indispensabil în pregătirea studenților fizicieni. Din acest motiv, G.P. Thomson a găsit „de-a gata" la Universitatea din Aberdeen o instalație de radiații catodice, de care avea nevoie, instalație realizată de unul din studenți — *Alexander Reid* (care avea să moară la vîrsta de 22 ani într-un accident de automobil). De fapt, cu ajutorul acestei instalații, Reid studia, nu radiațiile catodice, ci radiațiile canal, adică radiațiile care se propagă în sens invers, printr-un canal efec-

tuat în catod. Inversînd polaritatea tensiunii de alimentare aplicată tubului, G.P. Thomson a obținut astfel un fascicul foarte fin de electroni, de care avea nevoie pentru punerea în evidență a fenomenelor de difracție.

Schema experienței este reprezentată în fig. 134. În interiorul tubului de sticlă G, în care s-a făcut vid, se află cato-

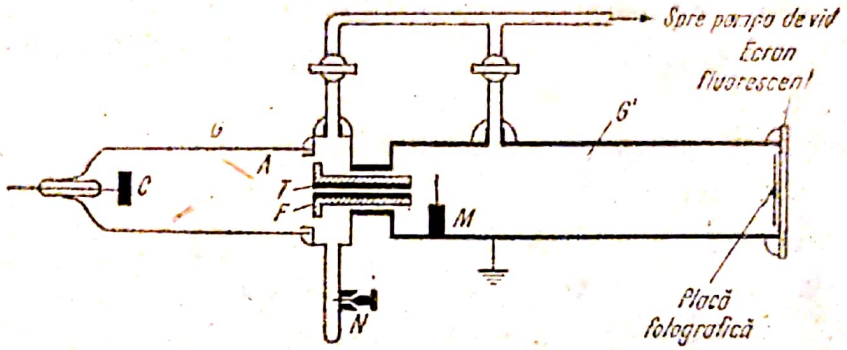


Fig. 134. Schema experienței lui G.P. Thomson

dul C și anodul A. Anodul A are o formă specială, fiind contsituit dintr-un tub T foarte subțire și relativ lung, care este „îmbrățișat" de un ecran magnetic F, realizat dintr-un tub de fier. Tubul interior T realizează joncțiunea cu un al doilea tub de sticlă G', în care se află un suport M pe care pot fi montate foițe foarte fine. La extremitatea opusă anodului se află un ecran fluorescent S (acoperit cu un strat de sulfură de zinc) pe care se poate monta o placă fotografică P. În partea inferioară a tubului de sticlă G, s-a prevăzut o supapă N cu ajutorul căreia se poate introduce aer, creîndu-se, astfel, condițiile formării fasciculului de radiații catodice. Prezența unei presiuni mari ridicate în tubul G, nu afectează decît într-o mică măsură vidul din G', întrucît tubul T de legătură este relativ lung și are o secțiune mică.

Electronii accelerați în spațiul dintre catod și anod, traversează tubul T, cad pe foița montată pe suportul M și ajung apoi pe cranul fluorescent.

Înainte de a începe experiența propriu-zisă, G.P. Thomson a deviat fasciculul de radiații catodice din tubul G', cu ajutorul unui magnet permanent pe care l-a plasat între suportul M și ecranul fluorescent S. A observat că pe ecra-

nul fluorescent se formează un punct luminos foarte fin, ceea ce arată că electronii astfel obținuți sînt practic monoenergetici. Este important de menționat că, spre deosebire de Davisson și Germer care lucrau cu tensiuni de accelerare de ordinul sutelor de volți, adică cu electroni lenți, G.P. Thomson a aplicat între anod și catod tensiuni între 17 500 și 56 500 V. G.P. Thomson a folosit deci electroni rapizi.

Inițial, G.P. Thomson a utilizat o foiță subțire de celuloid. După developarea plăcii fotografice, G.P. Thomson a constatat că apar o serie de inele concentrice. Structura celuloidului nu era prea bine cunoscută în acea perioadă, din care cauză interpretarea teoretică a experienței nu ar fi fost prea concludentă. Din această cauză, G.P. Thomson a utilizat apoi foițe metalice foarte subțiri din aur, argint, platină și aluminiu (care aveau grosimi pînă la 100 Å). Și în acest caz, pe placa fotografică apăreau inele luminoase alternate cu inele întunecate.

Se remarcă analogia dintre experiența lui G.P. Thomson de difracție a electronilor și cea a lui Debye-Scherrer de difracție a radiațiilor X, care a fost prezentată în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 126. Pentru a scoate în evidență proprietățile ondulatorii ale electronilor, în fig. 135 (*a*) s-a reprodus imaginea de difracție care se obține cu ajutorul unui fascicul electronic, iar în fig. 135 (*b*) cea realizată cu ajutorul radiațiilor X, printr-o foiță subțire de aluminiu.

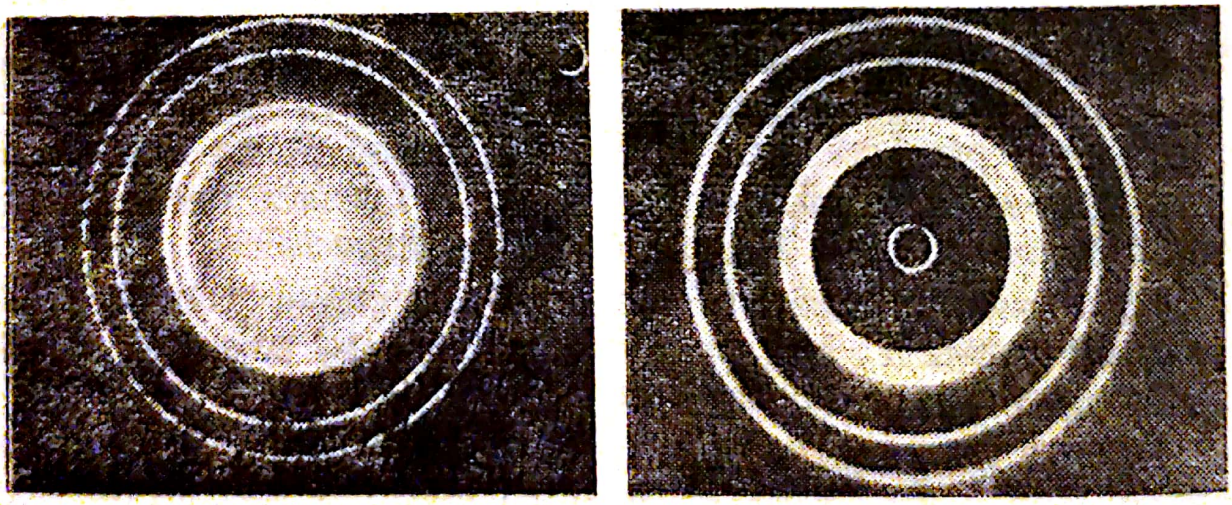
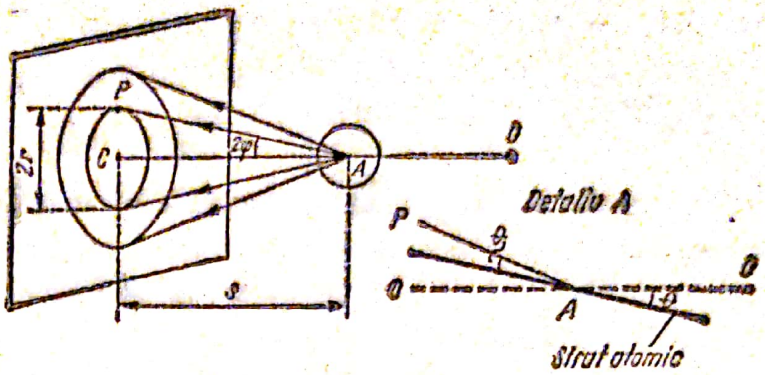


Fig. 135. Imaginea de difracție care se obține cu ajutorul electronilor (*a*), respectiv cu ajutorul radiației X(*b*)

Fig. 136. Difracția electronilor produsă de o foiță metalică subțire



Pentru a se convinge că într-adevăr figura de difracție este produsă de electroni, G.P. Thomson a deviat fasciculul cu ajutorul unui magnet permanent. Așa după cum se aștepta, cercurile concentrice se deplasau toate în aceeași direcție.

Fenomenele care se petrec în cazul experienței lui G.P. Thomson sînt similare cu cele corespunzătoare difracției radiațiilor X prin metoda Debye-Scherrer. Foița metalică, fiind policristalină, este formată dintr-un număr foarte mare de microcristale, așezate la întîmplare. Pentru lungimea de undă λ corespunzătoare energiei electronilor, se găsesc numeroase microcristale care au o asemenea orientare încît, față de planurile lor atomice, fasciculul incident face unghiul de „lunecare" φ ce satisface condiția de maxim

$$n\lambda = 2d \sin \varphi, \qquad (259)$$

după cum se poate constata din fig. 136. Undele reflectate de aceste microcristale dau naștere, pe placa fotografică, la un inel de difracție. Deoarece unghiul φ este foarte mic, putem să considerăm că $\sin \varphi \simeq \varphi$, astfel încît relația (259) devine

$$n\lambda = 2d\varphi. \qquad (260)$$

Dar $\operatorname{tg} 2\varphi = r/s$, în care r este raza inelului de difracție, iar s distanța dintre foița metalică și placa fotografică. După cum se știe, pentru unghiuri mici, tangenta, ca și si-

nusul, pot fi aproximate chiar prin valoarea unghiului, exprimată în radiani. În consecință, se obține

$$2\varphi = r/s. \tag{261}$$

Înlocuind relația (261) în ecuația (259) rezultă

$$n\lambda = d \cdot \frac{r}{s} \tag{262}$$

care poate fi pusă sub forma

$$\frac{r}{\lambda} = \frac{ns}{d}. \tag{263}$$

Această relație arată că dacă se modifică lungimea de undă ca urmare a schimbării tensiunii de accelerare, atunci raza inelului de difracție corespunzătoare aceluiași număr n trebuie să aibă o asemenea valoare, încît raportul r/λ să rămînă constant.

Trebuie să menționăm că în cazul experienței lui G.P. Thomson, pentru calculul lungimii de undă λ nu se poate utiliza relația (244), care este valabilă numai pentru electroni de mică energie, în care caz relațiile relativiste sînt practic identice cu cele neralativiste.

Lungimea de undă se calculează, de asemenea, cu ajutorul relației lui de Broglie $\lambda = h/p$ în care însă pentru impulsul p trebuie să utilizăm expresia relativistă.

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{264}$$

Viteza v se determină din egalitatea dintre energia cinetică și energia eV preluată de la cîmpul electric accelerator, adică din relația

$$m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) = eV, \tag{265}$$

din care se obține

$$v = c\,\frac{\sqrt{e^2V^2 + 2m_0c^2eV}}{m_0c^2 + eV}. \tag{266}$$

Înlocuind această valoare în egalitatea (264) şi apoi în relaţia lui de Broglie rezultă

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 e V\left(1 + \frac{eV}{2m_0c^2}\right)}}. \qquad (267)$$

Această relaţie capătă forma

$$\lambda = \frac{12{,}25}{\sqrt{V}}\,(1 - 0{,}489 \cdot 10^{-6}V), \qquad (268)$$

dacă se înlocuiesc valorile numeric ale constantelor h şi c, precum şi mărimile e şi m_0, caracteristice electronului.

Se remarcă, prin comparaţie cu relaţia (244) că apare termenul de corecţie de natură relativistă $-0{,}489\ 10^{-6}V$, care îşi face simţită prezenţa numai în cazul unor tensiuni de accelerare apreciabile.

Calculele efectuate de G.P. Thomson au arătat că, într-adevăr, atunci cînd se modifică tensiunea de accelerare, raza r a inelului corespunzătoare unei anumite valori a numărului n, variază astfel încît raportul r/λ rămîne constant.

Mai mult, din relaţia (263) se poate calcula distanţa d dintre planurile atomice ale microcristalelor care produc reflexia selectivă. Aceeaşi distanţă poate fi determinată şi cu ajutorul difracţiei radiaţiilor X. Astfel, de exemplu, pentru aluminiu distanţa d, măsurată cu ajutorul difracţiei electronilor, are valoarea $0{,}403 \cdot 10^{-10}$ m, în timp ce cu ajutorul radiaţilor X se obţine $0{,}405 \cdot 10^{-10}$ m. Se remarcă concordanţa foarte bună dintre aceste valori, ceea ce demonstrează încă odată natura ondulatorie a electronului.

EXPERIENŢA LUI RUPP

Difracţia radiaţiilor X poate fi obţinută nu numai cu ajutorul reţelelor „naturale" constituite din cristale, ci şi folosind reţele „artificiale" asemănătoare cu cele din cazul luminii

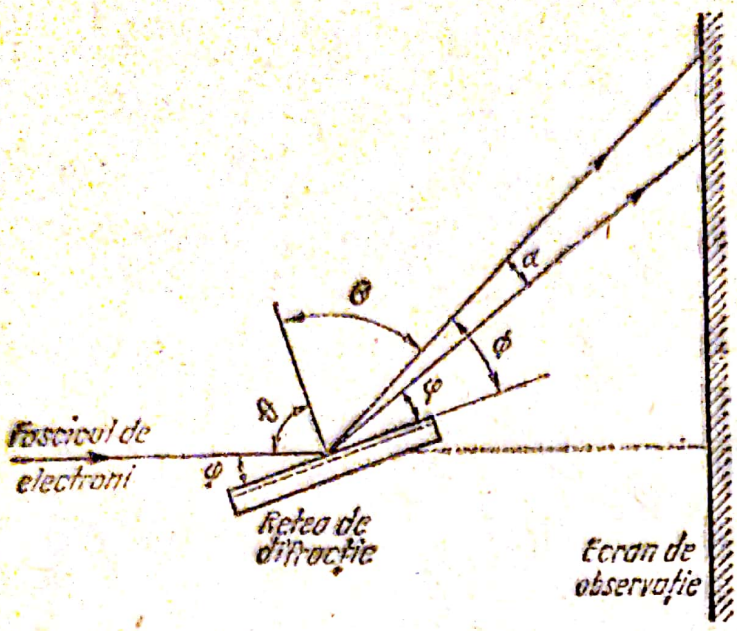


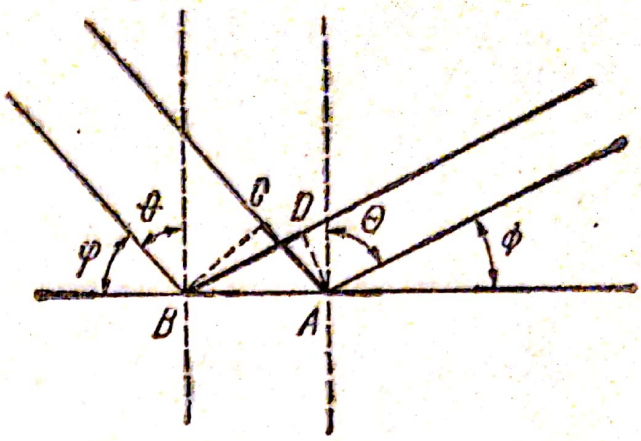
Fig. 137. Schema experienței lui Rupp

vizibile. Așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* p. 128, Compton a obținut, în anul 1922 fenomene de difracție utilizînd rețele chiar mai „grosiere", care aveau 50 trăsături pe mm față de 2000—3000 trăsături pe mm cît are o rețea de bună calitate pentru lumina vizibilă.

Șase ani mai tîrziu, adică în anul 1928, *Rupp* a reușit să efectueze o experiență de difracție similară cu electroni. Schema experienței este reprezentată în fig. 137. Un fascicul foarte fin de electroni cade „razant" pe o rețea de difracție de reflexie de calitate „medie", care avea 1300 de trăsături pe mm. Fasciculul difractat este înregistrat cu ajutorul unei plăci fotografice P așezate la o distanță de 50 cm. În cazul în care unghiul de „lunecare" era mai mic de 5′, pe placa fotografică se puteau distinge maxime de difracție pînă la ordinul ± 3.

După cum se observă din fig. 138, diferența de drum între razele care pleacă din punctele A și B este $AC - BD = d \sin \theta - d \sin \Theta$ în care d este distanța dintre punctele AB, θ — unghiul de incidență al fasciculului inițial, iar Θ unghiul sub care se propagă fasciculul difractat. În acest caz, este mai comod să lucrăm cu unghiurile de lunecare și anume cu unghiul φ făcut de fasciculul incident, respectiv Φ corespunzător fasciculului difractat. În funcție de aceste unghiuri, diferența de drum este egală cu $d(\cos \varphi - \cos \Phi)$. Dacă această

Fig. 138. Difracția produsă de o rețea de difracție



diferență de drum este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, adică dacă este satisfăcută condiția

$$d\,(\cos\varphi - \cos\Phi) = n\lambda, \qquad (269)$$

interferența este constructivă și, în consecință, pe placa fotografică se obține un maxim.

Unghiurile φ și Φ au valori apropiate. Notăm diferența lor cu α, adică $\Phi - \varphi = \alpha$. Relația (269) capătă, astfel forma

$$d[\cos\varphi - \cos(\varphi + \alpha)] = n\lambda \qquad (270)$$

de unde rezultă

$$2d \sin\left(\varphi + \frac{1}{2}\alpha\right) \sin\frac{1}{2}\alpha = n\lambda. \qquad (271)$$

Întrucît unghiurile φ și α sînt foarte mici, putem să considerăm că $\sin\left(\varphi + \frac{1}{2}\alpha\right) \simeq \varphi + \frac{1}{2}\alpha$ și $\sin\frac{1}{2}\alpha = \frac{1}{2}\alpha$. Prin urmare, condiția de maxim devine

$$d\alpha\left(\varphi + \frac{1}{2}\alpha\right) = n\lambda. \qquad (272)$$

Unghiul de lunecare φ precum și unghiurile α corespunzătoare punctelor de maxim pot fi determinate experimental. Constanta d a rețelei poate fi măsurată foarte precis cu ajutorul unei metode interferențiale. Rezultă că din relația (272) se poate calcula lungimea de undă λ. Aceeași lungime de undă

poate fi determinată și cu ajutorul relației (268) care reprezintă, în fond, relația lui de Broglie . Menționăm că și în cazul acestei metode s-au obținut rezultante într-o concordanță foarte bună.

MICROSCOPUL ELECTRONIC

Printre cele mai importante invenții ale secolului al XVI-lea se numără și microscopul. În anii care au urmat, microscoapele au fost perfecționate continuu prin utilizarea unor lentile din ce în ce mai complicate, care nu mai prezentau „defectele" celor simple, precum și prin elaborarea unor procedee speciale de observare cum ar fi metoda cîmpului întunecat și metoda contrastului de fază.

Una dintre cele mai importante caracteristici ale unui microscop este *puterea de rezoluție* care reflectă posibilitățile acestuia de a pune în evidență cele mai fine detalii ale imaginii. Puterea de rezoluție se măsoară prin distanța cea mai mică dintre două puncte, care privite prin microscop apar distincte.

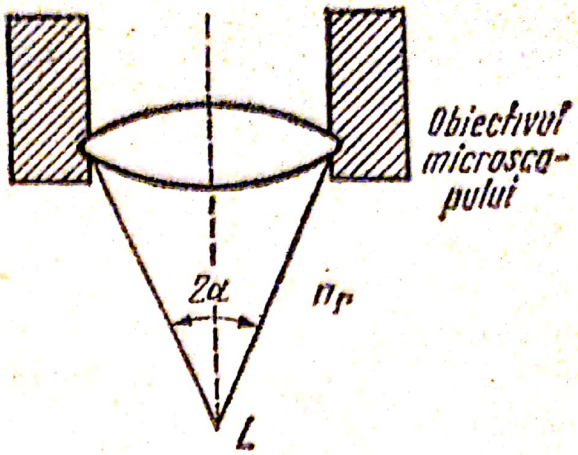
Calculele arată că distanța δ cea mai mică dintre două puncte, care privite prin microscop apar separate, este dată de relația

$$\delta = 0{,}612 \cdot \frac{\lambda}{n_r \cdot \sin \alpha}, \qquad (273)$$

în care λ este lungimea de undă a luminii folosite, n_r indicele de refracție al mediului în care se află obiectul studiat și obiectivul, iar α unghiul de apertură. Prin unghi de apertură se înțelege jumătatea unghiului „acceptat" de lentila obiectivului (vezi fig. 39).

Relația (273) arată care sînt modalitățile de a mări puterea de rezoluție a unui microscop. O primă cale constă în mărirea indicelui de refracție n_r pe care îl prezintă mediul dintre obiect

Fig. 139. Unghiul de apertură al obiectivului unui microscop



și obiectiv. În acest scop, spațiul dintre obiect și obiectiv se umple cu un lichid transparent (ulei de imersie) care are un indice de refracție mare. O a doua cale consistă în a utiliza o lentilă obiectiv care să accepte un unghi de apertură α cît mai mare. În sfîrșit, ultima posibilitate rezidă în folosirea unor radiații cu lungimi de undă cît mai mici. Indicele de refracție al uleiului de imersie este egal cu 1,5. Cele mai bune lentile realizate pînă în prezent acceptă un unghi de apertură maxim de 60°. În sfîrșit, radiațiile cu lungimea de undă cea mai mică la care ochiul omenesc prezintă sensibilitate suficientă sînt cele violete, pentru care $\lambda = 4\,000$ Å. Înlocuind aceste valori în relația (273) se obține $\delta = 0{,}2\ \mu$. În realitate, puterea de rezoluție a unui microscop este mai redusă de 0,2 μ, deoarece o serie de factori au fost neglijați.

Alături de radiațiile vizibile, gama radiațiilor electromagnetice cuprinde și radiații cu lungimi de undă mai mici, cum ar fi radiațiile ultraviolete, radiațiile X și radiațiile γ.

Utilizarea radiațiilor ultraviolete necesită confecționarea lentilelor din materiale corespunzătoare, cum ar fi cuarțul sau fluorina, precum și folosirea unei metode fotografice de observare. Actualmente s-au construit microscoape în ultraviolet care utilizează radiații cu $\lambda = 2\,000$ Å.

Pentru radiațiile X și cu atît mai mult pentru radiațiile γ, realizarea componentelor optice care să funcționeze satisfăcător întîmpină dificultăți foarte mari, din care cauză nu s-au putut realiza asemenea microscoape.

Experiențele de difracție cu electroni, pe care le-am prezentat, sugerează posibilitatea de a construi un nou tip de microscop — *microscopul electronic*, în care rolul razelor de lumină să fie îndeplinit de razele electronice. Apare însă aceeași problemă cu cea din cazul microscoapelor cu radiații X sau γ: realizarea componentelor „optice".

În anul 1926, Busch, care a realizat experiența de determinare a sarcinii specifice prezentate în capitolul II, a demonstrat teoretic și experimental că utilizînd cîmpuri electrice și magnetice cu structuri convenabile se pot obține dispozitive care focalizează un fascicul de electroni, adică lentile electronice. În perioada anilor 1931—1932, *Rüdenberg*, precum și *Knoll și Ruska* au construit primele microscoape electronice ale căror performanțe erau însă inferioare celor optice. Patru ani mai tîrziu, *Driest și Müller*, îmbunătățind soluția adoptată de Ruska, au realizat un microscop electronic cu performanțe similare cu cele ale celor mai bune microscoape optice. În continuare, au fost construite microscoape electronice cu performanțe din ce în ce mai bune.

În cele ce urmează, vom arăta cum se pot obține lentile electronice și apoi, cum cu ajutorul lor, se poate realiza un microscop electronic.

Electronii sînt deviați atît de cîmpul electric cît și de cîmpul magnetic. Ca atare, lentilele electronice se împart în două categorii: *lentile electrostatice* și *lentile magnetice*. Pentru studiul lentilelor electrostatice ne este foarte utilă comparația dintre propagarea unei raze de lumină prin două medii cu indici de refracție inegali și deplasarea unui electron prin două regiuni cu potențiale electrice diferite, pe care am prezentat-o în cadrul paragrafului consacrat analogiei dintre optica geometrică și mecanica clasică. Prin urmare, pentru a desena traiectoria unei raze electronice este necesar să trasăm liniile echipotențiale ale cîmpului electrostatic și apoi, în dreptul fiecărei linii să „frîngem" drumul electronului astfel încît să fie satisfăcută legea Snell.

Această operație este efectuată în fig. 140 pentru cazul unei lentile electrostatice formată din trei diafragme. Cu aju-

torul unei surse de tensiune, diafragmele laterale se află la un potențial pozitiv. Diafragma interioară este conectată la masa aparatului, ceea ce înseamnă că are potențialul nul. Se observă efectul focalizator al cîmpului electrostatic care adună razele electronice divergente ce pleacă din „izvorul" L în punctul L'. În partea de jos a figurii este reprezentată struc-

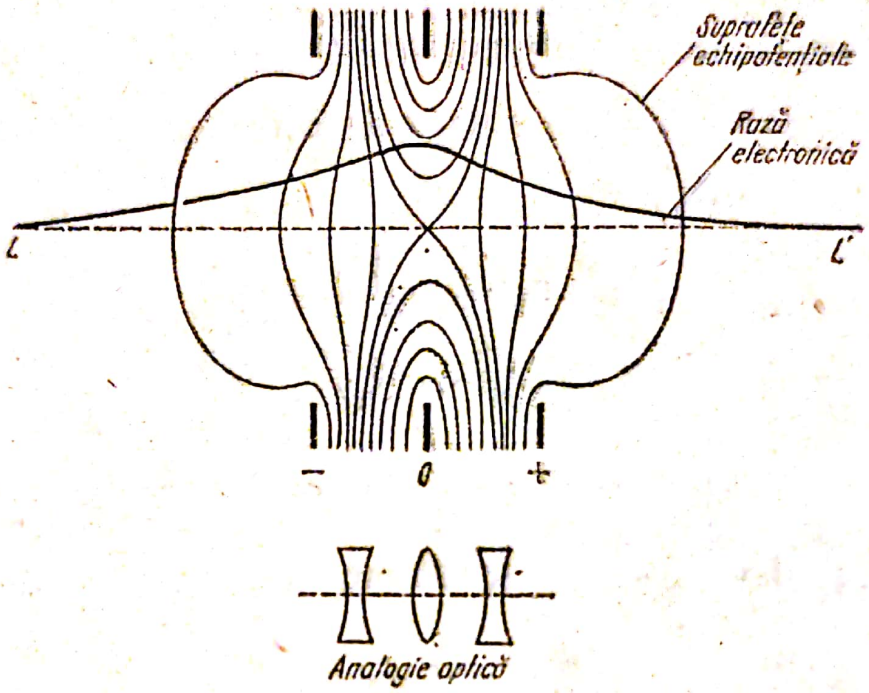


Fig. 140. Lentilă electrostatică

tura unui sistem optic care produce o acțiune analoagă asupra unor raze de lumină ce pleacă din izvorul luminos situat în punctul L.

Cu ajutorul lentilelor electrostatice s-a reușit să se construiască microscoape electronice, care au căpătat denumirea de *microscoape electronice electrostatice*. Față de microscoapele electronice care utilizează lentile magnetice, denumite *microscoape electronice magnetice*, microscoapele electronice electrostatice au căpătat o răspîndire mult mai redusă, din care cauză nu vom prezenta schema unui asemenea microscop.

Lentilele magnetice, după cum arată și numele, utilizează pentru devierea electronilor un cîmp magnetic. Asupra unui

electron ce se deplasează cu viteza $\vec{v}$, un cîmp magnetic de inducție $\vec{B}$ acționează cu forța Lorentz $\vec{F}_m$, dată de relația

$$\vec{F}_m = e\vec{v} \times \vec{B}. \tag{274}$$

Considerăm cazul general, în care atît viteza $\vec{v}$ cît și inducția $\vec{B}$ au orientări oarecare în spațiu. Ne alegem un sistem de coordonate format din trei axe Ox, Oy și Oz, perpendiculare între ele. Față de acest sistem de coordonate, vectorii $\vec{v}$ $\vec{B}$ și $\vec{F}_m$ au expresiile:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= v_x\vec{i} + v_y\vec{j} + v_z\vec{k}, \\ \vec{B} &= B_x\vec{i} + B_y\vec{j} + B_z\vec{k}, \\ \vec{F}_m &= F_{mx}\vec{i} + F_{my}\vec{j} + F_{mz}\vec{k}. \end{aligned} \tag{275}$$

Produsul vectorial $\vec{v} \times \vec{B}$ este dat de determinantul

$$\vec{v} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} \tag{276}$$

Prin dezvoltarea determinantului se obțin expresiile componentelor forței magnetice:

$$\begin{aligned} F_{mx} &= e(v_yB_z - v_zB_y) = |e| \cdot (v_zB_y - v_yB_z), \\ F_{my} &= e(v_zB_x - v_xB_z) = |e| \cdot (v_xB_z - v_zB_x), \\ F_{my} &= e\,(v_xB_y - v_yB_x) = |e| \cdot (v_yB_x - v_xB_y). \end{aligned} \tag{277}$$

De la început trebuie remarcată proprietatea cîmpului magnetic de a focaliza un fascicul de electroni. Astfel, să considerăm mișcarea unui electron într-un cîmp magnetic omogen, creat cu ajutorul unui solenoid lung. Presupunem deci că în interi-

orul unui solenoid lung se află o sursă de electroni (vezi fig. 141). Unul din electronii emiși are viteza $\vec{v}$, care face unghiul α cu axa solenoidului. De obicei axa solenoidului se alege drept axa Oz a sistemului de coordonate. Descompunem vi-

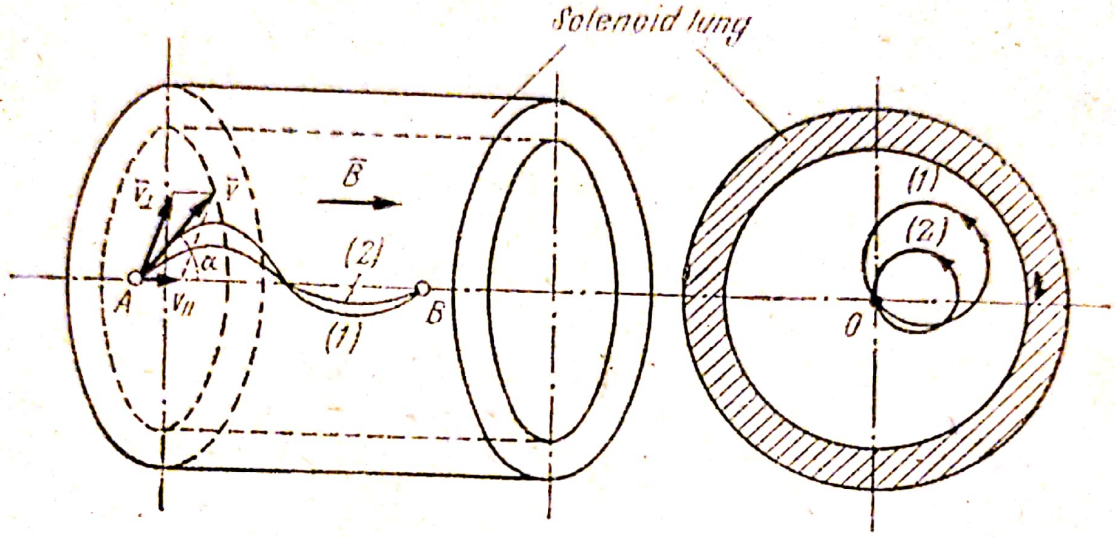


Fig. 141. Mișcarea electronilor în cîmpul magnetic creat de un solenoid lung

teza $\vec{v}$ a electronului în două componente: una paralelă cu axa Oz, pe care o notăm cu $\vec{v}_\parallel$ și alta perpendiculară pe aceeași axă, pe care o notăm cu $\vec{v}_\perp$. Întrucît viteza $\vec{v}$ face unghiul α cu axa Oz, rezultă că $v_\parallel = v \cos \alpha$ și $v_\perp = v \sin \alpha$.

Fenomenele apar mai clar dacă descompunem mișcarea electronului în două componente, care sînt determinate de viteza $\vec{v}_\parallel$, respectiv $\vec{v}_\perp$.

Întrucît cîmpul magnetic $\vec{B}$ este paralel cu axa Oz, deci cu $\vec{v}_\parallel$, asupra acestei componente a mișcării nu are nici o influ-

ență. Ca atare, mișcarea determinată de componența $\vec{v}_{\parallel}$ a vitezei este o mișcare rectilinie și uniformă de-a lungul axei solenoidului, cu viteza $v \cos \alpha$.

Se observă că dacă electronul are numai componenta $\vec{v}_{\perp}$ a vitezei, atunci mișcarea sa corespunde cazului în care cîmpul magnetic este orientat de-a lungul unei direcții perpendiculare pe viteză. S-a demonstrat în capitolul II, consacrat proprietăților corpusculare, că, în acest caz, electronul se deplasează de-a lungul unui cerc. S-a mai arătat că timpul în care electronul execută o rotație completă nu depinde de viteza sa. Într-adevăr, timpul în care un electron execută o rotație completă este egal cu raportul dintre lungimea cercului și viteză. Dacă viteza are o valoare mai mare și raza este, de asemenea, mai mare, ceea ce explică de ce raportul lor este egal cu cel corespunzător cazului în care viteza, și deci și raza cercului, au valori mai mici.

Mișcarea rezultantă se obține considerînd că electronul are simultan cele două mișcări componente. Ca atare, electronul înaintează de-a lungul axei Oz și simultan se rotește într-un plan perpendicular, ceea ce înseamnă că el va descrie o elice. După un timp egal cu cel necesar efectuării unei rotații complete, electronul intersectează axa solenoidului. Rezultă că electronul care a „izvorît" din punctul A este focalizat în punctul B. Întrucît timpul în care diferiții electroni execută o rotație completă nu depinde de valoarea pe care o are componenta transversală a vitezei lor, rezultă că toți electronii „izvorîți" din punctul A, care au aceeași viteză longitudinală, sînt focalizați în același punct B. Astfel, în fig. 148 au fost reprezentate traiectoriile a doi electroni care au aceeași valoare a vitezei longitudinale, însă viteze transversale diferite.

Pentru realizarea lentilelor magnetice se utilizează solenoizi scurți cum ar fi cel reprezentat în fig. 142. Solenoidul este format dintr-un număr de spire circulare care sînt dispuse într-o regiune cît mai mică a spațiului. Considerăm un electron care este emis de o sursă aflată în punctul A. Pînă în punctul P cîmpul magnetic este atît de puțin intens încît îl putem neglija. Ca atare, pînă în punctul P electronul se va

deplasa de-a lungul unei traiectorii rectilinii. În punctul P, descompunem atît cîmpul magnetic $\vec{B}$ cît și viteza $\vec{v}$ în cîte două componente de-a lungul axei Oz a solenoidului pe care le notăm cu $\vec{v}_z$ și $\vec{B}_z$ și respectiv de-a lungul axei Ox, perpendiculare pe axa Oz, pe care le notăm cu $\vec{v}_x$ și $\vec{B}_x$. Dacă considerăm

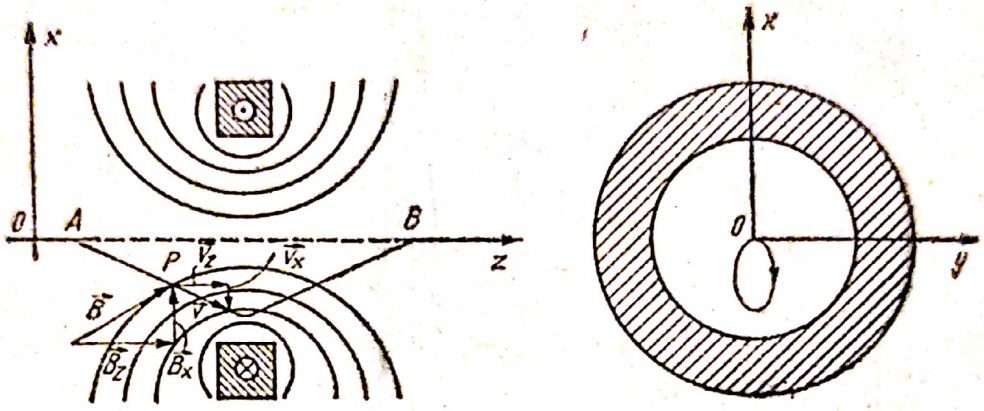


Fig. 142. Mișcarea electronului în cîmpul magnetic creat de un solenoid scurt

și o a treia axă Oy, perpendiculară pe planul figurii rezultă că în P, $\vec{v}_y = 0$ și $\vec{B}_y = 0$. Din relațiile (277) se constată că pentru $\vec{v}_y = 0$ și $\vec{B}_y = 0$, numai componenta $\vec{F}_{my}$ a forței magnetice este diferită de zero.

În consecință, cîmpul magnetic acționează asupra electronului în punctul P cu o forță îndreptată de-a lungul direcției perpendiculare pe planul figurii. Sub acțiunea acestei forțe electronul este obligat să părăsească planul figurii și ca atare el va căpăta o componentă $\vec{v}_y$ a vitezei de-a lungul axei Oy, diferită de zero. În conformitate cu relațiile (277), componenta $\vec{v}_y$ dă naștere unei forțe $F_{mx} = e \cdot v_y \cdot B_z$ sub acțiunea căreia electronul este obligat să se apropie de axa solenoidului.

Din această analiză rezultă că în decursul mișcării prin cîmpul magnetic al solenoidului, electronul se rotește în jurul axei Oz și în același timp se apropie de aceeași axă. În fig. 142

au fost reprezentate proiecțiile traiectoriei. Deoarece în final electronul intersectează axa Oz, rezultă că solenoidul scurt considerat are proprietatea de a focaliza radiațiile electronice.

Considerații, pe care nu le vom expune, arată că pentru realizarea unei lentile magnetice de bună calitate este necesar

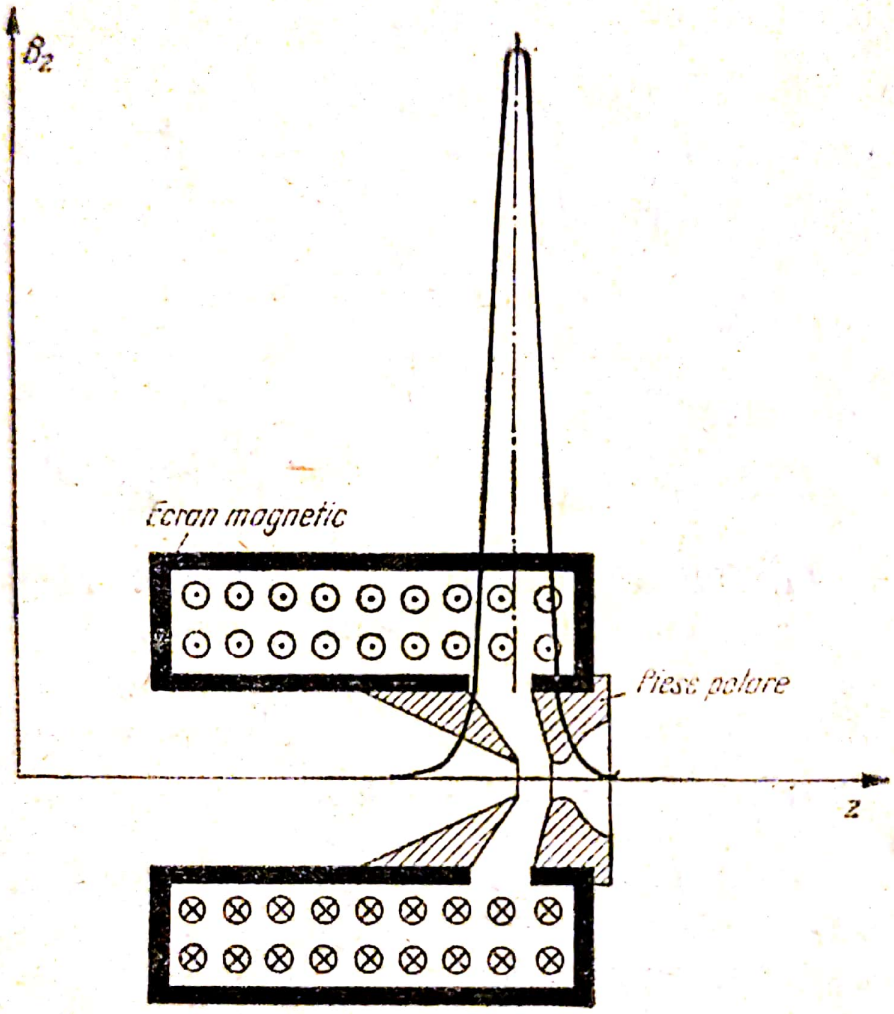


Fig. 143. Lentilă magnetică

ca de-a lungul axei Oz cîmpul magnetic să fie concentrat într-o regiune foarte îngustă, iar componenta sa $\vec{B}_z$, care — așa după cum s-a arătat — asigură focalizarea, să fie cît mai mare. Aceste deziderate se realizează cu ajutorul dispozitivului din fig. 142, care este format dintr-un solenoid scurt, introdus într-un ecran magnetic de oțel. Ecranul are un întrefier foarte îngust, în dreptul căruia sînt montate piesele polare care asigură „o concentrare" a cîmpului magnetic, după cum se poate

constata din curba de variație a componentei $\vec{B}_z$ în funcție de coordonata z. Lentila reprezentată în fig. 143, care are o lungime de 5 cm, se caracterizează printr-o distanță focală mică de numai 1 mm.

Cu ajutorul lentilelor magnetice de tipul celei din fig. 143 au fost construite microscoape electronice magnetice, care, actualmente, au devenit o prezență obișnuită în cele mai diverse laboratoare de cercetări. Principiul de funcționare a microscopului magnetic poate fi urmărit cu ajutorul fig. 144, în care pentru înțelegerea mai ușoară a fenomenelor a fost reprezentat și mersul razelor de lumină printr-un microscop optic. Fasciculul de electroni rapizi, respectiv fasciculul luminos, este concentrat de o *lentilă condensor* pe obiectul a cărei margine mărită dorim să o obținem. În continuare, fasciculul de electroni, respectiv fasciculul luminos, care a străbătut obiectul, traversează *lentila obiectiv* care produce o imagine mărită intermediară, imagine care este apoi mărită suplimentar de *lentila de proiecție*. Se obține, astfel imaginea electronică finală care, pentru a deveni vizibilă, trebuie transformată într-o imagine luminoasă. Din această cauză, imaginea finală se formează pe un ecran fluorescent.

Microscoapele electronice, care fac obiectul producției diferitelor întreprinderi, funcționează cu asemenea energii ale electronilor (în jur de 50 kV), încît lungimile de undă corespunzătoare sînt de 100000 ori mai mici decît cele ale luminii vizibile. Ne-am aștepta deci ca puterea de rezoluție a microscopului electronic să se îmbunătățească de 100000 ori. Ar rezulta că cu ajutorul microscopului electronic am putea distinge detalii și ale imaginilor care s-ar alfa la distanța de 2000 : 100000 = 0,05 Å, adică am putea să „privim" în interiorul atomului.

În realitate, puterea de rezoluție a celor mai bune microscoape electronice este mult mai slabă, fiind de ordinul zecilor de Å. Spre deosebire de lentilele optice, care pot fi făcute să aibă aberații de sfericitate neglijabile, lentilele electronice construite pînă în prezent nu au această calitate. Din această

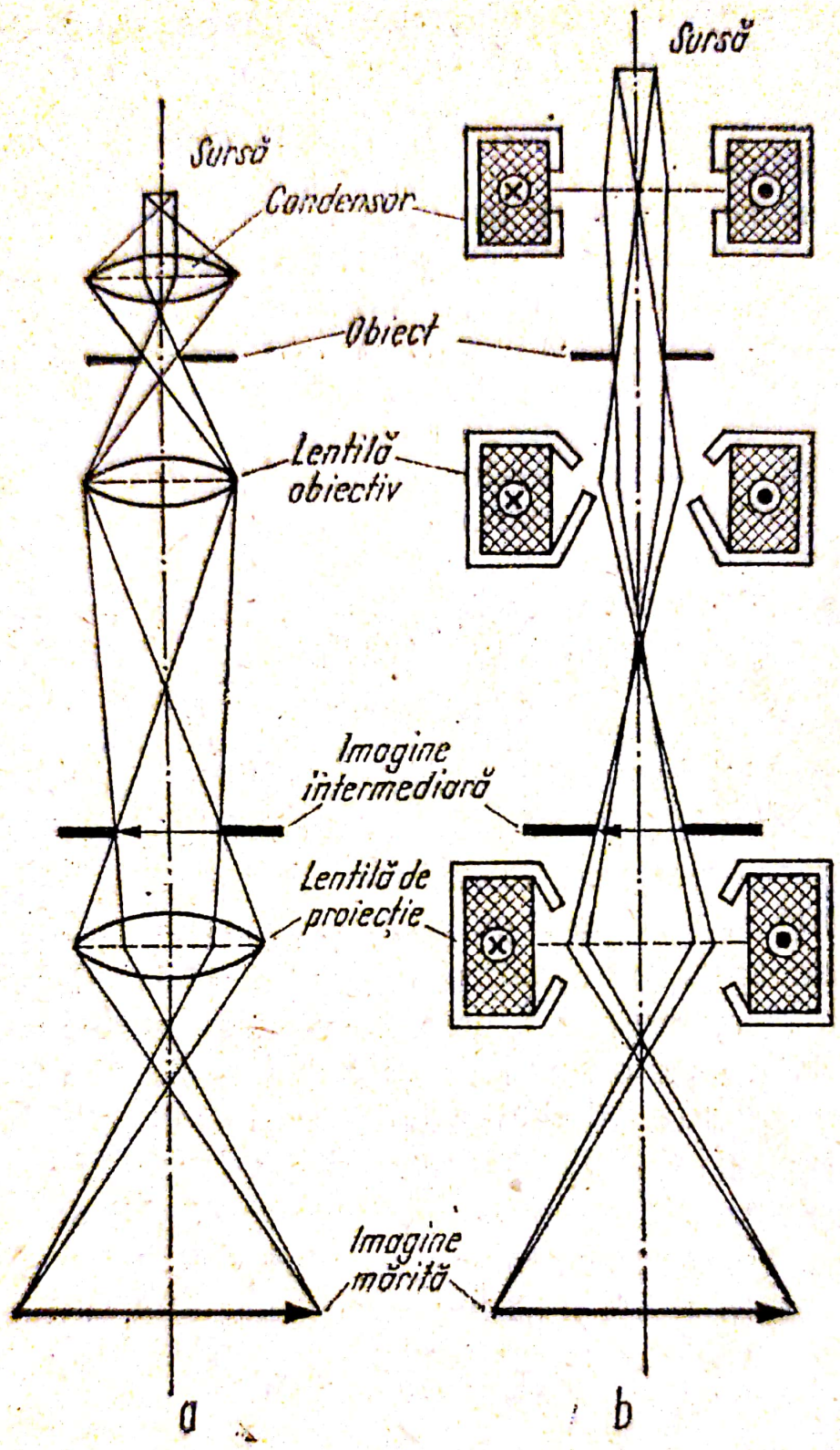


Fig. 144. Principiul de funcționare al microscopului optic (*a*), respectiv al microscopului electronic magnetic (*b*)

cauză, fasciculul care pătrunde într-o lentilă electronică trebuie limitat în mod corespunzător, ceea ce conduce la micșorarea unghiului α din relația (273), deci la mărirea lui δ. Menționăm totuși că adoptîndu-se soluții foarte complicate și costisitoare s-a reușit să se construiască un microscop electronic care are puterea de rezoluție de 2 Å. Cu ajutorul lui a putut fi fotografiată structura internă a atomilor de aur. Pînă în prezent, nu au fost deci exploatate toate posibilitățile pe care le oferă utilizarea lungimilor de undă atît de mici. Spre deosebire de microscopul optic, care actualmente a ajuns la apogeul evoluției sale, microscopul electronic este susceptibil de noi perfecționări.

INTERFERENȚA ELECTRONILOR

Proceselor ondulatorii le sînt caracteristice nu numai fenomenele de difracție, dar și cele de interferență. În realizarea practică a unei experiențe de interferență a electronilor trebuie învinse o serie de dificultăți importante. Din această cauză, prima experiență de interferență cu electroni a fost realizată de abia în 1956 de către *Möllenstedt* și *Drüker*. Ideea experienței este similară cu cea a dispozitivului interferențial cunoscut sub numele de *biprisma lui Fresnel*, construit în anul 1826. În fig. 145, alături de schema experienței lui Möllenstedt și Drüker a fost reprezentată și cea a lui Fresnel.

Elementul principal al experienței lui Fresnel este o biprismă B cu ajutorul căreia se formează două imagini virtuale S_1 și S_2 ale orificiului S din ecranul E. Putem deci să considerăm că în S_1 și S_2 se află două surse de lumină care sînt coerente, deoarece provin de la același izvor luminos S. Undele emise de sursele S_1 și S_2 ajung pe ecranul de observație T, unde interferă constructiv sau distructiv, în funcție de diferența de drum corespunzătoare. Pe ecranul T se observă deci franje de interferență.

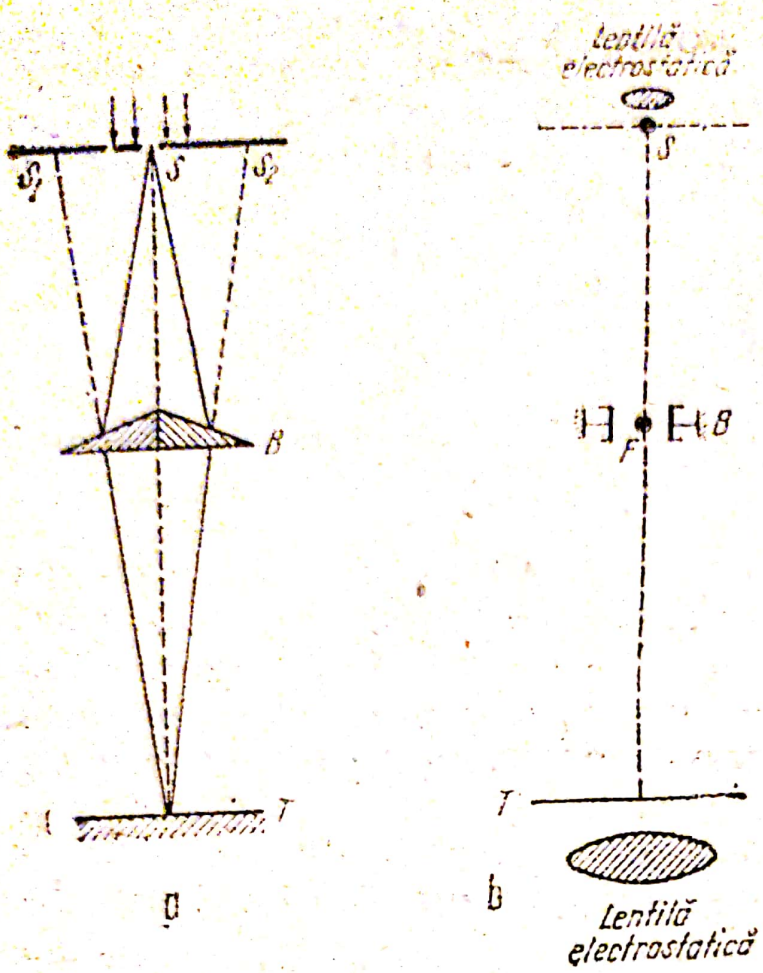


Fig. 145 Schema experienței lui Fresnel de interferență a luminii (*a*) și schema experienței lui Möllenstedt și Drüker de interferență a electronilor (*b*)

Problema principală pe care a trebuit să o rezolve Möllenstedt și Drüker a fost cea a obținerii unui dispozitiv electric sau magnetic, care să devieze razele electronice similar cu biprisma lui Fresnel. După mai multe încercări, Möllenstedt și Drüker au ales un dispozitiv, cu cîmp electric, format dintr-un filament F foarte fin, conectat la un potențial pozitiv și două armături metalice (similare cu cele ale unui condensator plan) legate la masă.

Succesul experienței este condiționat de focalizarea electronilor de-a lungul unei linii extrem de fine, linie care să fie paralelă cu filamentul F. Electronii care „izvorăsc" din punctul S traversează regiunea cu cîmp electric neuniform din „biprisma" B și ajung apoi pe ecranul de observație T. Întrucît franjele de interferență se succed la intervale spațiale foarte mici, este necesar să se utilizeze o combinație de lentile puternic măritoare.

Fig. 145 ilustrează numai principiul experienței. În ea nu apar tunul electronic, diafragmele, lentilele etc., elemente cu ajutorul cărora ne-am putea da seama de dificultățile pe care le-au întîmpinat Möllenstedt și Drüker în realizarea interferenței electronilor.

ELECTRONUL ESTE O UNDĂ?

Experiențele de difracție și de interferență pe care le-am descris atestă, fără nici o posibilitate de îndoială, că electronii au proprietăți ondulatorii. Concordanța dintre valorile lungimilor de undă determinate experimental, respectiv calculate, precum și rezultatele obținute în cazul atomului de hidrogen arată că ipoteza lui de Broglie, tradusă în relații matematice de către Schrödinger, corespunde realității fizice. În consecință, problema determinării naturii undelor de Broglie, care în ecuația lui de Broglie apar în „spatele" simbolului Ψ, nu mai poate fi amînată.

Schrödinger era de părere că electronul reprezintă în realitate, nu un corpuscul, ci o undă, care se extinde într-o regiune limitată a spațiului, în „concentrații" variabile. Pătratul funcției de undă (mai corect $\Psi\Psi^*$ întrucît în general Ψ este o funcție complexă), care intervine în ecuația ce-i poartă numele, ar reprezenta „densitatea" electronului.

Să încercăm să construim o teorie în care electronul să nu fie considerat ca un corpuscul, ci ca o undă. În primul rînd, observăm că fenomenele de difracție și de interferență se încadrează perfect în teorie, ceea ce ne dă impresia că această încercare ar putea avea sorți de izbîndă.

Mai rămîne să tratăm fenomenele pe care le-am prezentat în capitolul II, cu ajutorul noii concepții. Calea pe care trebuie să o urmăm a fost indicată de către de Broglie. Louis de Broglie a asociat unui electron care se mișcă cu viteza v, un pachet de unde care se deplasează cu o viteză de grup egală cu

v. În consecință, înlocuim electronul cu un grup de unde. Mișcarea electronului va fi, ca atare, descrisă de mișcarea grupului de unde.

Grupul de unde a fost reprezentat în fig. 86. El a fost obținut prin adunarea „pachetului" de unde monocromatice a

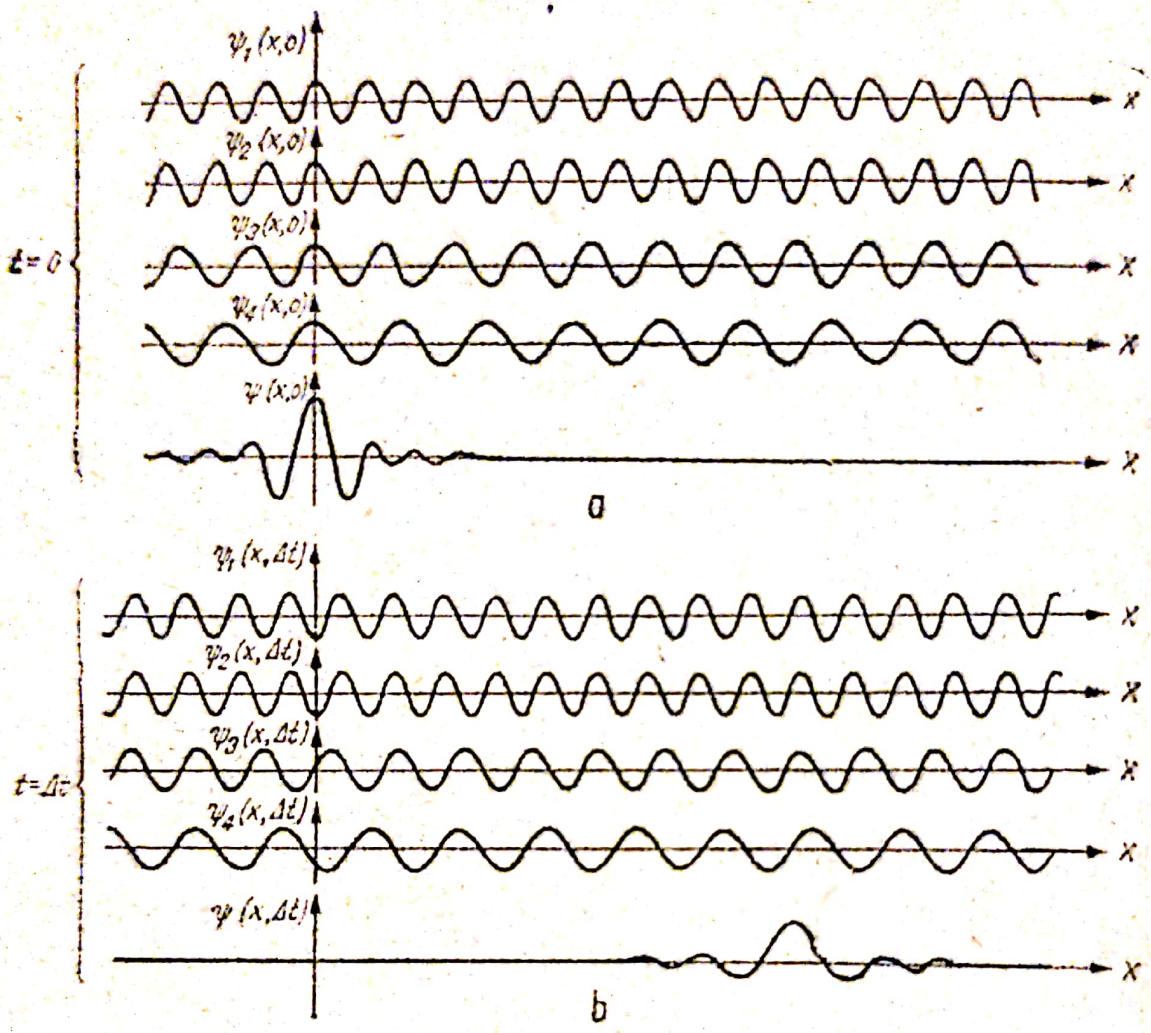


Fig. 146. Formarea grupului de unde la $t = 0$ (*a*) și după un interval de timp Δt (*b*).

căror frecvență este cuprinsă în interiorul dreptunghiului din fig. 86.

Pentru raționamentele calitative care urmează, considerăm un grup de unde mai simplu, cum este cel din fig. 146. Ne fixăm atenția numai asupra unor patru unde componente, care au lungimi de undă diferite. La $t = 0$, toate cele patru

unde, precum și cele neglijabile, au faza egală cu 0 în dreptul originii axei Ox. Adunînd efectele produse de aceste patru unde, precum și de restul undelor care au fost neglijate, se determină forma pe care o are grupul de unde la $t = 0$. Grupul are o anumită extindere spațială.

Dacă mediul prin care s-ar propaga grupul de unde ar fi nedispersiv, atunci cele patru unde considerate, precum și celelalte unde care au fost neglijate, se deplasează cu aceeași viteză egală cu viteza de fază. După un interval de timp Δt, toate undele se deplasează înspre dreapta pe o distanță egală. În particular, și punctul în dreptul cărora toate undele au faza nulă, se deplasează cu aceeași distanță. Adunînd efectele produse de cele patru unde, precum și de cele corespunzătoare undelor neglijabile, se obține forma grupului de unde în momentul Δt. Se observă ușor că grupul de unde își păstrează forma „intactă", suferind de-a lungul axei Ox o deplasare spre dreapta cu aceeași distanță.

În realitate, chiar și vidul, pentru undele de Broglie, este un mediu dispersiv. Undele cu lungimi de undă diferite se propagă cu viteze de fază inegale. Ca atare, dacă dorim să determinăm forma pe care o are grupul de unde după un timp Δt, trebuie să deplasăm înspre dreapta cele patru unde componente, cu distanțe diferite. Astfel, undele care au lungimi de undă mai mici, avînd viteza de fază mai mică, trebuie deplasate înspre dreapta cu distanțe mai mici, în comparație cu cele corespunzătoare undelor cu lungimi de undă mai mari. Datorită vitezelor de fază inegale, nu se mai realizează condiția ca într-un punct faza tuturor undelor componente să fie aceeași. Dacă se adună efectele produse de cele patru unde, precum și cele corespunzătoare undelor neglijate, se obține noua formă a grupului de unde în momentul Δt. Această operație a fost efectuată în fig. 146 (*b*).

Să comparăm cele două grupuri de unde. Cum este firesc, grupul de unde corespunzător momentului Δt este deplasat pe axa Ox înspre dreapta. Însă, în același timp, el a suferit o transformare: valoarea maximă a perturbației s-a micșorat, iar extinderea sa spațială s-a mărit.

Scanned with OKEN Scanner

O comparație ne va ajuta să înțelegem mai bine esența fenomenelor. Să considerăm, de exemplu, un concurs hipic. În dreptul liniei de pornire se aliniază un grup de călăreți. În momentul imediat premergător startului, grupul de călăreți este compact. După ce s-a dat startul, datorită faptului că vitezele de deplasare ale cailor sînt inegale, grupul de călăreți se extinde spațial din ce în ce mai mult pe măsură ce timpul se scurge.

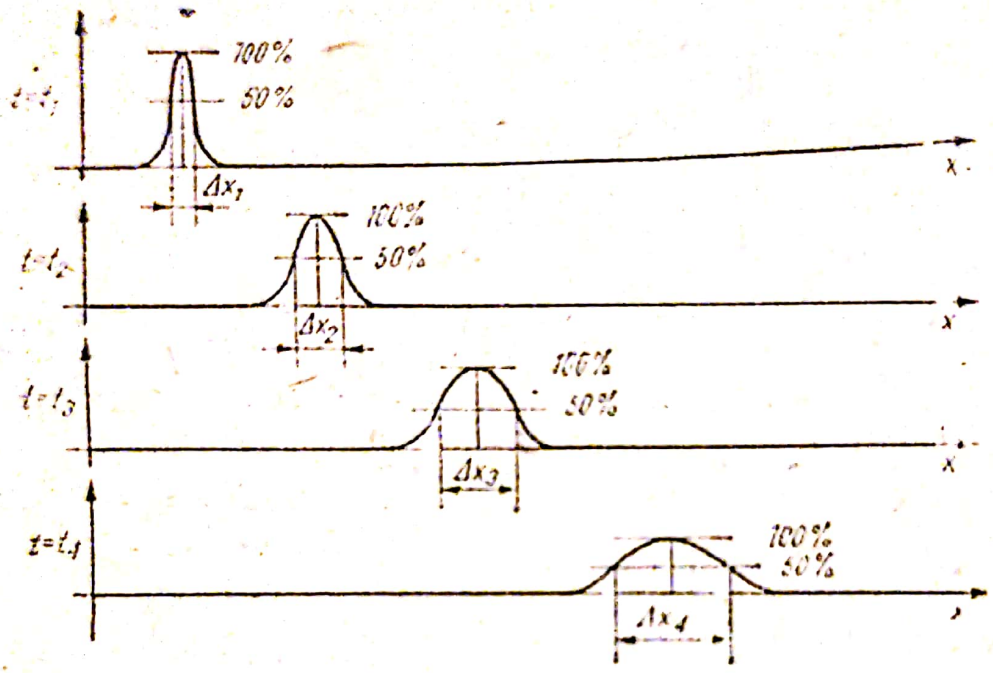


Fig. 147. Modificarea în timp a distribuției spațiale a numărului de cai

Să considerăm cazul în care numărul călăreților este foarte mare și să construim curbele de distribuție a numărului de cai în funcție de distanță, în diferite momente. Se obțin curbele din fig. 147. Întrucît numărul cailor rămîne constant (se presupune că nici un călăreț nu abandonează cursa), aria mărginită de aceste curbe trebuie să rămînă constantă.

Fenomene similare se petrec și cu grupul de unde. Pe măsură ce timpul se scurge, grupul se extinde spațial, din ce în ce mai mult, iar maximul central devine din ce în ce mai mic. Dacă electronul ar fi o undă, atunci, în decursul mișcării sale, el s-ar „dilua" — de-a lungul unor regiuni spațiale din ce în ce mai extinse.

Calculele matematice arată că în cazul unei particule cu masa de 1 g căreia, inițial, îi asociem un grup de unde cu extinderea spațială de 2 mm, după un interval de timp egal cu $6 \cdot 10^{17}$ ani realizează o dublare a extinderii spațiale. Să considerăm și un electron căruia îi asociem un grup de unde cu o extindere spațială de 10^{-12} cm (deci, de același ordin de mărime cu dimensiunile estimate cu ajutorul fizicii clasice, bineînțeles considerat ca fiind un corpuscul). Aceleași calcule arată că după un interval de timp egal cu $1{,}6 \cdot 10^{-28}$ s, grupul se dublează. Valoarea atît de mică a acestui timp arată că dacă la un moment dat ar exista un electron care s-ar deplasa cu o viteză oarecare, atunci practic, instantaneu, el s-ar „destrăma" ceea ce contrazice toate experiențele prezentate în capitolul II. Deci electronul nu poate fi considerat, pur și simplu, ca un simplu grup de unde.

Eșecul încercării efectuate, de a considera electronul ca fiind o undă, se datorește fenomenului de dispersie, care determină destrămarea grupului. Alături de procesul de destrămare mai apare încă o dificultate, de altă natură.

Să considerăm un electron ce are energia E și care, în decursul deplasării de-a lungul axei Ox, întîlnește o barieră de potențial de înălțime U_0 (vezi fig. 148). Fenomenele sînt similare cu cele care au loc atunci cînd o bilă grea ce are energia E întîlnește în drumul ei, de-a lungul axei Ox, o denivelare de

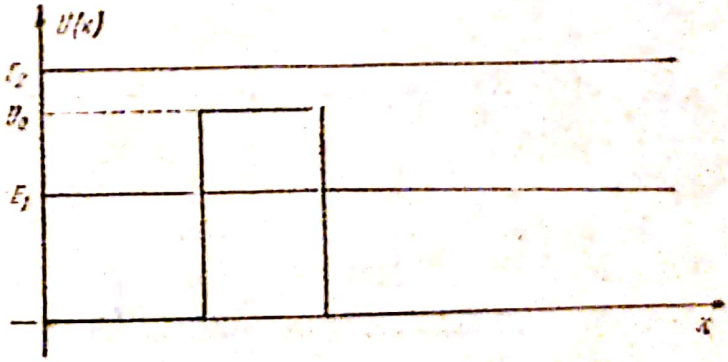


Fig. 148. Barieră de potențial de-a lungul axei Ox

teren identică cu cea din fig. 148 (se neglijează forțele de frecare). Din punctul de vedere al fizicii clasice, fenomenele sînt foarte simple: dacă energia E este mai mare decît înălțimea U_0 ($E_1 > U_0$), electronul poate traversa bariera de potențial,

iar în cazul contrar ($E_2 < U_0$) este reflectat înapoi de către barieră.

Înlocuim electronul printr-o undă monocromatică, în conformitate cu relația lui de Broglie, $\lambda = h/mv$. O undă, atunci cînd întîlnește în drumul său o suprafață de separație, parțial se reflectă, parțial se transmite mai departe.

Acest fenomen se petrece chiar și în cazul în care energia electronului este mai mică decît înălțimea barierei, deoarece, așa după cum s-a arătat, o undă are posibilitatea de a pătrunde într-o regiune care îi este interzisă, pe o distanță relativ mică.

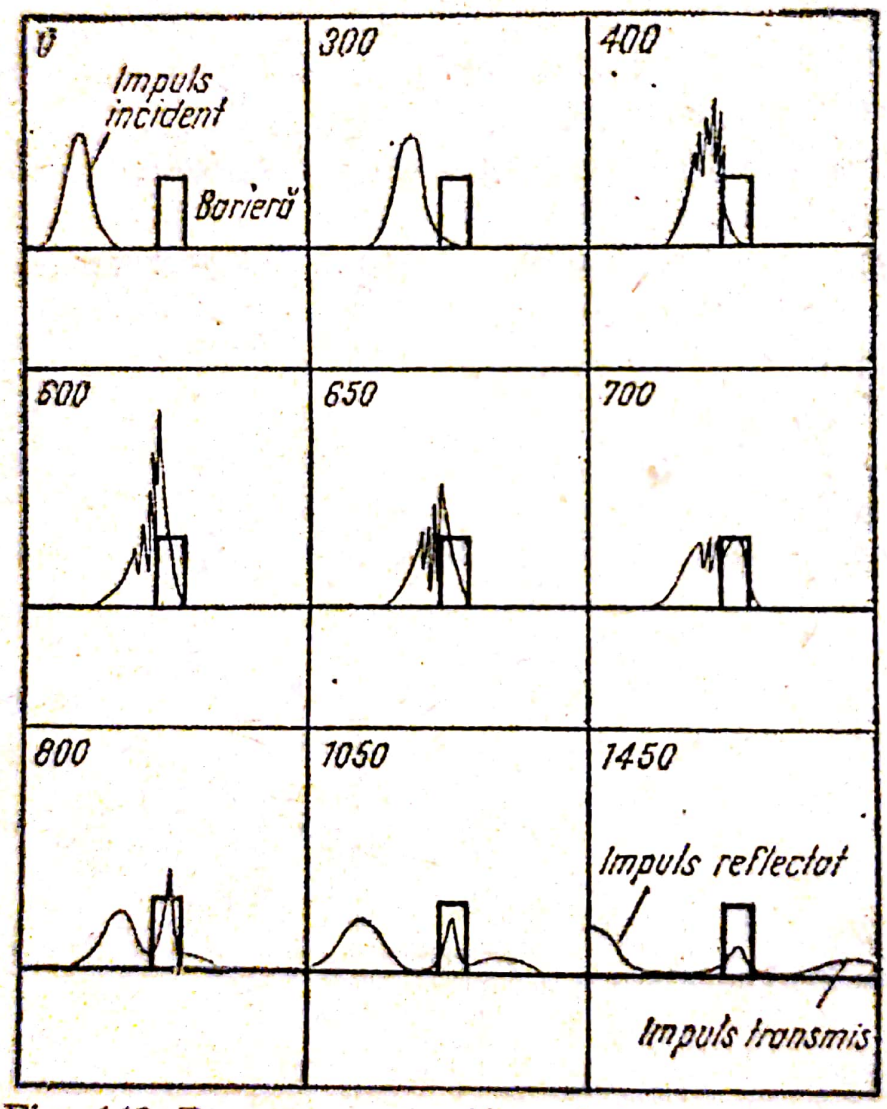


Fig. 149. Propagarea unui impuls în cazul în care în drumul său întîlnește o barieră de potențial. Cifrele din fiecare pătrat indică timpul măsurat în unități arbitrare.

La aceeași concluzie se ajunge dacă problema este studiată riguros cu ajutorul ecuației lui Schrödinger. Astfel, cu ajutorul unui calculator electronic s-au obținut curbele din fig. 149, care reprezintă, la diferite momente, propagarea unui impuls, care, în drumul său, întîlnește o barieră de potențial. Se observă clar formarea impulsului reflectat, respectiv transmis.

În consecință, dacă electronul ar fi o undă, atunci în momentul în care ar întîlni o barieră de potențial s-ar „desface" în două părți, dintre care una ar merge mai departe, iar cealaltă s-ar întoarce înapoi. Dacă acest fenomen s-ar întîmpla în realitate, atunci ar trebui ca experimental să se poată pune în evidență sarcini mai mici decît cea a electronului. Pînă în prezent, nici un fizician nu a reușit să identifice o sarcină mai mică decît cea a electronului, cu toate că au fost efectuate numeroase încercări în acest scop. Datele experimentale arată clar că electronul este o particulă indivizibilă, ceea ce demonstrează că nici în acest caz nu putem considera electronul ca fiind o undă.

Încercarea de a construi o teorie pur ondulatorie a electronului s-a soldat cu un eșec.

Scanned with OKEN Scanner

ÎN LOC DE ÎNCHEIERE

Încercarea pe care am efectuat-o în ultimul paragraf, de a construi o teorie pur ondulatorie a electronului s-a dovedit infructuoasă. Desigur, ne mai rămîne alternativa de a construi o teorie pur corpusculară a electronului. În acest caz, situația se inversează, întrucît dificultățile apar la explicarea fenomenelor de difracție și de interferență. Nu există nici un mecanism cu ajutorul căruia am putea explica de ce 1 electron + + 1 electron face, în anumite situații, 0 electroni, pentru a elucida formarea figurilor de difracție și de interferență.

Chiar dacă am putea să explicăm fenomenele de difracție și interferență, mai apare încă o dificultate. În cadrul unei teorii pur corpusculare, electronul ar trebui conceput ca ceva similar unei bile.

Putem să presupunem că bila-electron este perfect rigidă. Teoria relativității arată că un corp perfect rigid nu poate să existe. Într-adevăr, să presupunem că am confecționat o bară dintr-un material perfect rigid. Să lovim la un moment dat una din extremitățile barei cu un ciocănel. Bara fiind perfect rigidă, cealaltă extremitate începe să se deplaseze instantaneu. Perturbația produsă de lovitura dată de ciocan s-ar putea deplasa instantaneu, adică cu o viteză care, fiind infinită, este mai mare ca cea a luminii, ceea ce ar veni în contradicție cu teoria relativității. La aceeași concluzie se ajunge dacă un observator, care are față de bară o mișcare rectilinie și uniformă, ar studia deplasarea acesteia sub acțiunea

loviturii date de ciocan. Aplicînd relațiile de transformare Lorentz, observatorul ar constata, cu uimire, că cealaltă extremitate a barei ar începe să se deplaseze înainte ca lovitura să se fi produs, astfel încît efectul s-ar produce înaintea cauzei, ceea ce este absurd.

Dificultățile dispar dacă presupunem că bara este confecționată dintr-un material care este compresibil, chiar într-o măsură extrem de mică. În acest caz, sub acțiunea loviturii de ciocan, apare o undă de compresie căreia îi trebuie un anumit timp să se propage pînă la cealaltă extremitate, timp care este cu atît mai mic cu cît corpul este mai puțin compresibil.

Sîntem deci nevoiți să presupunem că electronul este o bilă compresibilă. Într-un corp compresibil, pot să apară vibrații interne. Să considerăm, de exemplu, o bară de oțel. Dacă suspendăm bara de un capăt cu ajutorul unui fir și o lovim la celălalt capăt cu un mic ciocănel, constatăm că se aude un sunet, care este determinat de vibrațiile interne ale barei. Ca atare, ne-am aștepta ca și electronul, atunci cînd este ciocnit de o altă particulă, să înceapă să vibreze. Deși au fost efectuate numeroase studii experimentale asupra fenomenelor care au loc în timpul ciocnirilor electronilor, nu s-au putut pune în evidență asemenea vibrații.

Eșecurile cu care s-au soldat încercările de a construi o teorie a electronilor pur corpusculară sau pur ondulatorie ne aduc aminte de insuccesele similare din cazul luminii. Într-adevăr, așa după cum s-a arătat în lucrarea *Lumina — undă sau corpuscul?* și lumina refuză să se încadreze într-o teorie pur ondulatorie sau pur corpusculară.

Este foarte interesant să facem o comparație între proprietățile corpusculare și ondulatorii ale electronului, respectiv fotonului. Această comparație poate fi sistematizată în modul următor:

	Caracteristica	Electron	Foton
Caracteristici corpusculare	Energia E	mc^2	$h\nu$
	Impulsul p	mv	$h\nu/c$
	Masa m	m	$h\nu/c^2$
	Masa de repaus m_0	m_0	0
Caracteristici ondulatorii	Frecvența ν	mc^2/h	ν
	Lungimea de undă λ	h/mv	c/ν
	Viteza de fază v_φ	c^2/v	c
	Viteza de grup v_g	v	c

Singura alternativă care ne mai rămîne este *să renunțăm de a pune în opoziție proprietățile corpusculare cu cele ondulatorii și să încercăm să construim o teorie în care cele două proprietăți să se îmbine armonios*, atît în cazul electronului cît și al celorlalte particule elementare.

Scanned with OKEN Scanner

CUPRINS

Cuvînt înainte 5

DESCOPERIREA ELECTRONULUI

Dezvoltarea ideilor atomiste 10
Electroliza 12
Legile electrolizei 16
Electronul — o sarcină electrică 20
Descărcările electrice în gaze 22
Descoperirea radiațiilor catodice 33
Experiențele lui Crookes 35
Natura radiațiilor catodice 42
Experiențele lui Goldstein 44
Experiența lui Schuster 46
Experiențele lui Hertz 50
Experiența lui Lenard 68
Experiența lui Perrin 69
Experiențele lui J. J. Thomson 71
Electronul — particula din care sînt formate radiațiile catodice 87
Efectul fotoelectric 91
Emisia termoelectronică 98
Efectul Zeeman 104
Radiațiile β 106
Electronul — constituent universal al substanței 107
Metoda lui Townsend 109

Scanned with OKEN Scanner

Metoda lui J.J. Thomson 115
Metoda lui Wilson 120
Sarcina particulelor α 123
Determinarea sarcinii electronului cu ajutorul numărului lui Avogadro 123
Experiența lui Millikan 124

PROPRIETĂȚILE CORPUSCULARE ALE ELECTRONULUI

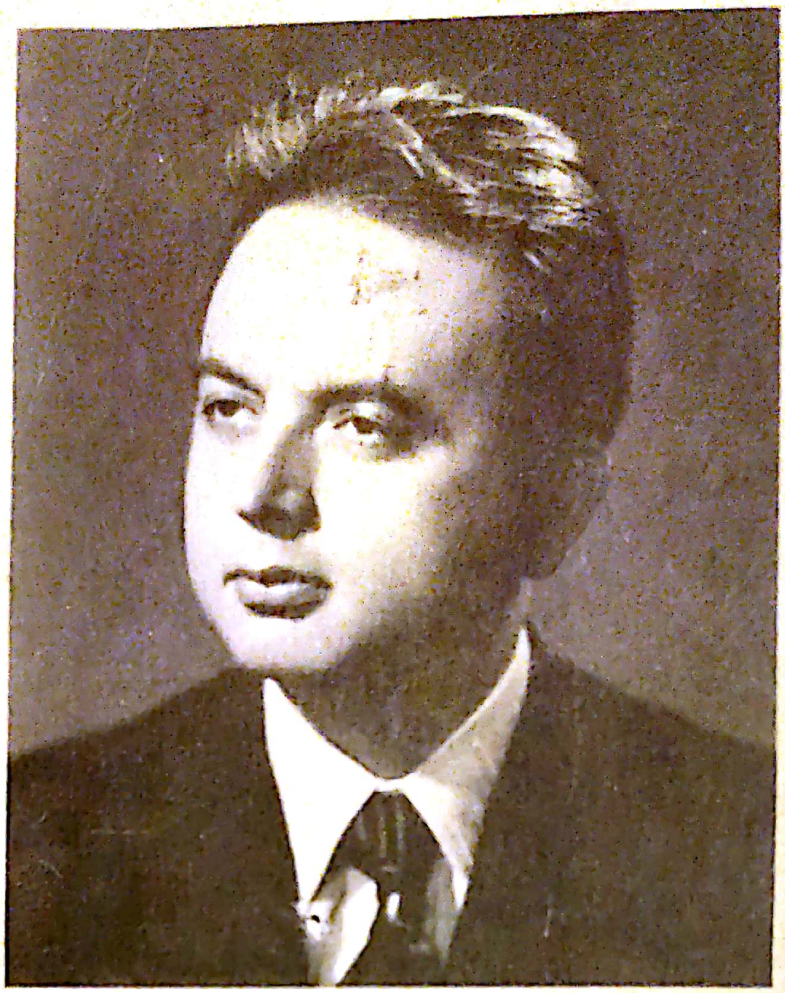
Experiența lui Kaufmann 130
Variația masei electronului cu viteza 135
Experiența lui Bucherer 141
Experiența lui Guye și Levanchy 146
Experiența lui Classen 150
Experiența lui Perry și Chaffee 152
Experiența lui Dunnington 158
Experiența lui Busch 162
Experiența lui Gardener 166
Determinarea spectroscopică a sarcinii specifice a electronului 169
Determinarea masei electronului 171
Natura masei electronului 174

PROPRIETĂȚILE ONDULATORII ALE ELECTRONULUI

Teoria lui Bohr 179
Teoria relativității 188
Viteza de fază și viteza de grup 203
Analogia dintre optica geometrică și mecanica clasică 221
Ipoteza lui de Broglie 229
Ecuația lui Schrödinger 247
Experiențele lui Davisson și Germer 279
Experiența lui G.P. Thomson 304
Experiența lui Rupp 309
Microscopul electronic 312
Interferența electronilor 323
Electronul este o undă? 325
În loc de încheiere 332

Scanned with OKEN Scanner

COLECȚIA LYCEUM



De la descoperire, spre sfîrșitul secolului al XIX-lea, electronul a constituit o permanentă preocupare a oamenilor de știință, deoarece numeroase experiențe au scos în evidență faptul că el prezintă atît proprietăți corpusculare cît și ondulatorii.

Dar, odată cu perfecționarea metodelor de cercetare, electronul s-a dovedit a avea o natură mult mai complexă, astfel că unele proprietăți mai constituie semne de întrebare pentru fizica modernă.

Lei 6

Scanned with OKEN Scanner